

О СВОБОДНОКОНВЕКТИВНОМ ТЕПЛООБМЕНЕ НАД ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТЬЮ С ЛОКАЛИЗОВАННЫМ НАГРЕВОМ

Е. Ф. Храпунов, Ю. С. Чумаков

Политехнический университет Петра Великого, г. С.-Петербург

Введение

Из всего многообразия свободноконвективных течений можно выделить течения, которые возникают над наклонными нагретыми поверхностями, в частности, над горизонтальной поверхностью. Данному виду течения уделено гораздо меньше внимания по сравнению, например, с течениями в замкнутых объемах или течением у вертикальных нагретых поверхностей. Исследование потока воздуха над горизонтальной поверхностью затруднено по причине неустойчивости течения, отсутствию внешних стабилизирующих факторов (таких как вертикальная стенка), а также крайней чувствительности потока к малым возмущениям.

Начало исследований свободноконвективных потоков положено еще в середине XX века работами, в которых представлены приближенные решения уравнений, описывающих свободную конвекцию [1]. Основным методом решения системы являлось использование интегральных методов [2]. В результате подобного решения получена количественная информация о средних характеристиках потока – температурных и скоростных профилях над источником, линиях тока течения. При подобном методе анализа становится возможным описать средние характеристики потока, однако информация о более тонкой структуре течения, ее особенностях, точно так же, как и информация о переходных процессах, остается вне области рассмотрения. Этот недостаток частично удалось устранить, используя методы визуализации: теневой шпирен-метод, метод интерферометрии, метод фиксации дыма при испарении стеарина с нагреваемой поверхности [3].

Комплексную информацию о потоке стало возможно получить по мере развития численных методов. Работы, в которых представлены результаты численного моделирования течения похожей конфигурации, так же немногочисленны [4]. Чаше всего они посвящены решению конечно-разностных аналогов уравнений Навье – Стокса с использованием модели Буссинеска. Стоит признать, что с современной точки зрения конечно-разностный подход к решению дифференциальных уравнений Навье – Стокса устарел, в более современных работах, посвященных численному моделированию, используется метод конечных объемов (МКО). Известны работы, с использованием популярных моделей турбулентности $k-\varepsilon$ [5], $k-\omega$, а также с использованием вихререзающих подходов типа LES [6].

Неоспоримым достоинством всех численных методов является возможность получения большого объема данных в обширной области течения. Так же получаемое решение дает представление о сложной структуре потока во всей расчетной области. Однако в настоящее время по-прежнему заметна тенденция недостатка экспериментальных данных, описывающих участок формирования потока. Усложнение моделей расчета обусловлено необходимостью более точно описывать структурные особенности при переходных процессах, процессах пространственного формирования. Недостаток экспериментальных данных затрудняет корректное сравнение результатов физического эксперимента и численного моделирования, а так же дальнейшего усовершенствования расчетных кодов и моделей.

Постановка задачи

Для исследования свободноконвективного теплообмена создан экспериментальный стенд (рис. 1), позволяющий воспроизвести восходящее течение необходимой конфигурации. Основой элемент – нагреваемый круглый алюминиевый диск диаметром 19 см, температура которого поддерживается постоянной в ходе эксперимента, а окружающая диск горизонтальная поверхность охлаждается проточной водой при помощи теплообменника. Область формирования воздушного течения ограждена проникаемой камерой, уменьшающей влияние внешних возмущений. Кроме того, важным является возможность проведения визуализации потока с последующей фото и видео регистрацией процессов. Одна из возможных схем представлена на рис. 2. В этом варианте камера полностью заполняется дымом, который, попадая в плоскость лазерного ножа, регистрируется фотокамерой. В отличие от точечных измерений получение картин течения позволяет более детально разработать модель течения, внести ясность в поведение измеряемой величины.

Для проведения точечных измерений предусмотрено трехкомпонентное координатное устройство, с высокой точностью устанавливающее зонд в задаваемые координаты. В данной работе измерения температуры внутри потока проводились с помощью термометра сопротивления. В ходе измерений датчик с частотой 50 Гц в течении минуты фиксирует сигнал, соответствующий изменению актуальной температуры, после чего вычисляются среднее \bar{T} и пульсаци-

онное $Tu' = \sqrt{(T_i - \bar{T})^2}$ значения. Для измерения теп-

лового потока разработана методика, суть которой заключается в следующем. Вблизи поверхности диска предполагается наличие слоя теплопроводности (т. е. слоя с малым влиянием конвективного движения на теплопередачу). Распределение температуры в таком слое описывается линейным законом. При проведении эксперимента измеряется температура воздуха по нормали к диску (координата z) до высоты 4 мм с шагом 0,2 мм, первое измерение проводится на высоте 0,2 мм от поверхности. Частота опроса датчика составляет 50 Гц и подбиралась проведением серии экспериментов. Для получения одной экспериментальной точки измеряемый актуальный сигнал усредняется за 1 минуту. В результате измерений из экспериментальных точек выбирается линейный участок, по которому экстраполяцией вычисляется температура поверхности диска, а так же производная $\partial T / \partial z$.

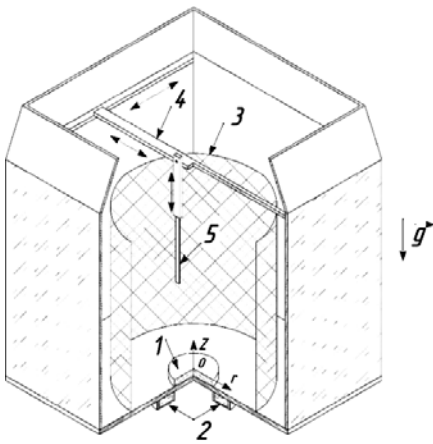


Рис. 1. Экспериментальный стенд: 1 – нагреваемый диск, 2 – элемент теплообменника, 3 – защитная сетка, 4 – координатное устройство, 5 – температурный датчик

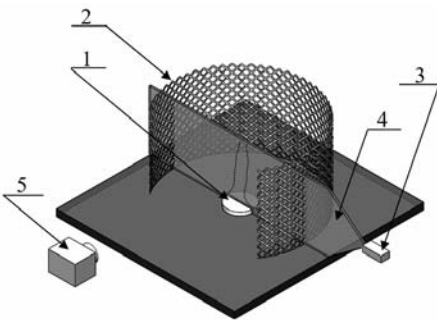


Рис. 2. Схема визуализации течения: 1 – нагреваемый диск, 2 – изолирующая сетка, 3 – лазер и оптическая система, 4 – плоскость лазерного ножа, 5 – фотокамера

В дальнейшем экспериментальные данные используются для сравнения с результатами численного моделирования, проведенного в коде ANSYS Fluent. В пакете реализовано решение уравнений движения сплошной среды в рамках метода конечных объемов (МКО). В общем виде на расчетной

сетке решается следующая система уравнений Навье – Стокса

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla(\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla \left(p + \frac{2}{3} \mu \nabla \vec{v} \right) + 2 \nabla \left(\mu \dot{S} \right) + \rho \vec{g}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla(\rho h) = \nabla(k \nabla T)$$

где ρ – плотность [кг/м³], $\vec{v} = (u, v, w)$ – вектор скорости [м/с], p – статическое давление [Па], μ – молекулярная вязкость [кг/м·с], $\rho \vec{g}$ – массовая сила тяжести [Н], E – внутренняя энергия [Дж], k – коэффициент теплопроводности [Вт/м·К], h – энтальпия [Дж], c_p – удельная теплоемкость [Дж/(кг·К)].

Система дополняется уравнением состояния, общий вид которого

$$p = \frac{p}{R/M_w T} \quad (2)$$

где p – давление [Па], $R = 8,31$ – универсальная газовая постоянная [Дж/моль·К], M_w – молярная масса среды [кг/моль].

Задача решается в осесимметричной ламинарной постановке. Уравнение состояния упрощается согласно модели гипозвукового течения [9]. С точки зрения физики протекающих процессов оптимальными для описания теплообмена между алюминиевым диском и воздухом являются условия сопряженного теплообмена (условия четвертого рода). В рамках этого подхода в расчетную область добавляется твердотельный блок с физическими свойствами алюминия, в котором решается уравнение теплопроводности $\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \Delta T$,

где a – коэффициент температуропроводности алюминия [м²/с], $\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа.

На границе контакта двух блоков (воздух/алюминий) приравниваются температуры и тепловые потоки $T_{al}|_{BC,CD} = T_{air}|_{BC,CD}$, $\lambda_{al} \frac{\partial T_{al}}{\partial n_{al}}|_{BC,CD} = \lambda_{air} \frac{\partial T_{air}}{\partial n_{air}}|_{BC,CD}$. Подобная постановка позволяет формирующемуся течению влиять на температуру поверхности, а, следовательно, и на теплообмен.

В качестве критерия, характеризующего формирующееся свободноконвективное течение, по аналогии с работами других авторов, выбрано число Грасгофа $Gr = \frac{g \beta \Delta T L^3}{\nu^2}$. В силу предположения об осесимметричности течения в качестве линейного размера выбирается радиус диска $L = R = 0,095$ м. Значение коэффициента кинематической вязкости определяется

Диапазон исследуемых чисел Грасгофа.

$T_{ист}, ^\circ C$	40	60	80	100	120	140	160	180	200	300
$T_0, ^\circ C$	25									
$Gr \cdot 10^6$	2,79	5,09	6,88	8,25	9,28	10,05	10,69	10,99	11,20	11,58

по пленочной температуре. Представляемые результаты соответствуют различным температурам источника, диапазон исследуемых чисел Грасгофа представлен в таблице.

Разработка модели течения основана на обобщении картин визуализации, полей температуры и температурных пульсаций, а так же данных о теплообмене между нагретым диском и окружающим воздухом. Основной интерес представляет область формирования потока, информация о которой немногочисленна и носит отрывочный характер.

Обзор результатов

На рис. 3 и 4 представлены мгновенные картины линий тока вблизи поверхности диска при относительно небольшом числе Грасгофа $Gr = 5,09 \cdot 10^6$. Линии тока в пристенной области параллельны и меняют свое направление только вблизи центра источника, восходящее течение присутствует только в центре диска. При удалении от диска линии тока становятся вертикальными, при этом сохраняя свою параллельность друг другу и оси струи. Линии тока эжектируемого течения параллельны горизонтальной поверхности и меняют свое направление лишь вблизи границы потока. Течение характеризуется отсутствием видимого вихревого движения даже в области изменения направления вектора скорости.

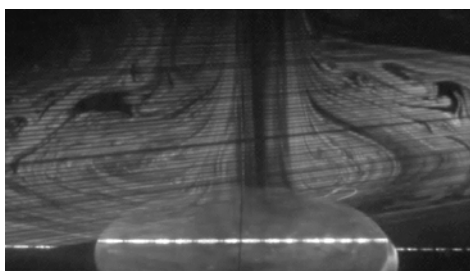


Рис. 3. Линии тока вблизи поверхности

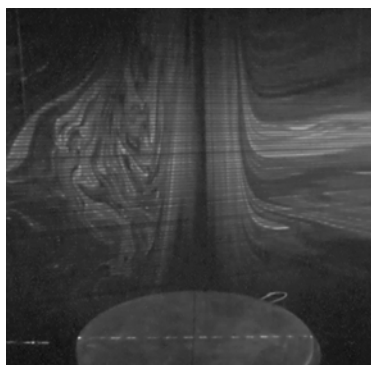


Рис. 4. Линии тока над диском

Параллельность линий тока сохраняется до чисел Грасгофа $Gr \approx 6,88 \cdot 10^6$. При увеличении числа Грасгофа (увеличения температуры диска) картина течения качественно меняется: вблизи оси факела происходит отрыв потока, спровоцированный локальным перегревом масс воздуха. Этот механизм можно описать следующим образом. Первоначально дошедшие до центра воздушные массы имеют достаточную температуру для формирования восходящего течения. Однако следующий за оторвавшейся массой воздух имеет недостаточную температуру, чтобы продолжить подъем с той же скоростью, и осевая скорость факела уменьшается. При этом скорость течения в пристенном слое также уменьшается, то есть создаются условия для его интенсивного прогрева. Торможение пристенного слоя позволяет прогреть в нем воздух до критической температуры, при которой выталкивающая сила будет превалировать над радиальным градиентом давления, в результате чего происходит отрыв пограничного слоя в виде всплывающего термика, рис.5, который при движении вверх в конечном итоге сливается с факелом, резко увеличивая его диаметр. Далее процесс переходит в устойчивое периодическое состояние. Частота подъема термиков, при этом, увеличивается с ростом температуры источника. На рис. 6 представлены фрагменты энергетических спектров актуальных температур на оси факела при различных числах Грасгофа. Четко выделяется характерная частота подъема термиков для каждого из рассмотренных случаев.

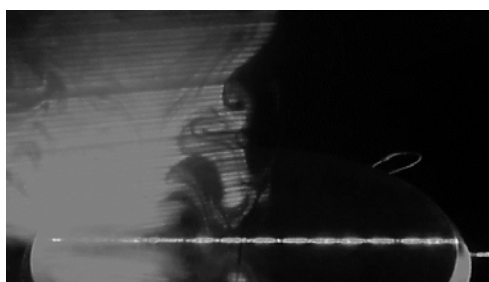


Рис. 5. Подъем вихревых термиков над диском

При увеличении числа Грасгофа ($Gr \approx 11,2 \cdot 10^6$) температурное поле над нагреваемым диском имеет два максимума (рис.7): один соответствует оси струи, второй – месту подъема термиков. Как видно из соответствующих профилей осредненной температуры (рис. 8), координата образования термика у поверхности составляет примерно половину радиуса, после чего происходит движение всплывающей массы воздуха к факелу – координата локального

максимума приближается к оси симметрии. На некоторой высоте над источником (порядка 15 мм) всплывающие структуры уже не идентифицируются, температура монотонно уменьшается от оси факела до его периферии.

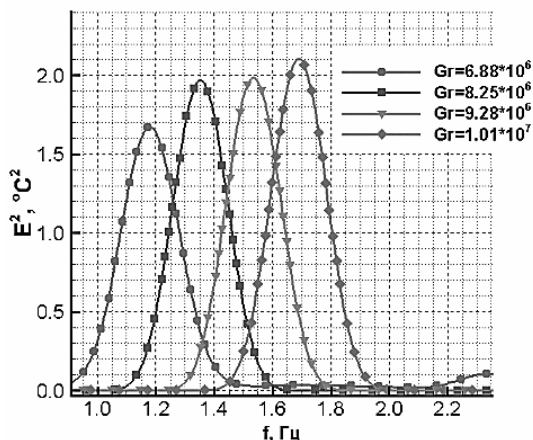


Рис. 6. Изменение характерной частоты при увеличении числа Грасгофа

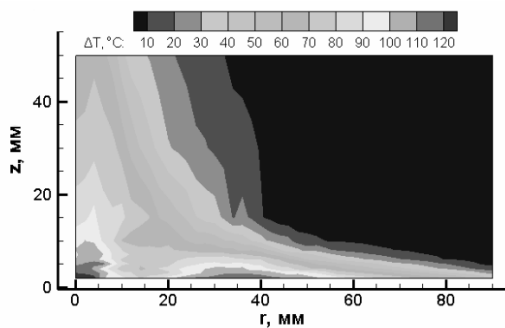


Рис. 7. Поле средней температуры над диском при $Gr = 11,2 \cdot 10^6$

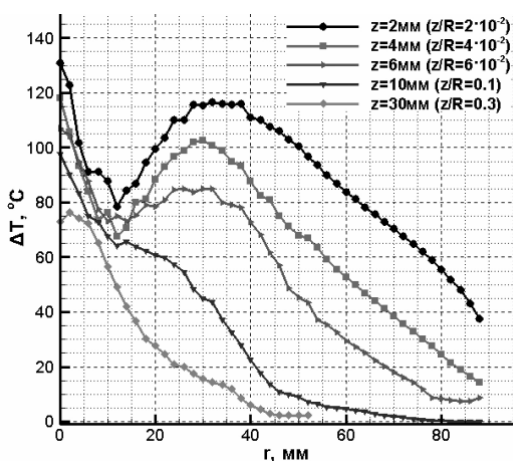


Рис. 8. Профили средней температуры на различных высотах над диском при $Gr = 11,2 \cdot 10^6$

Отдельное внимание следует уделить изменению энергетического спектра актуальной температуры (рис. 9). При увеличении высоты над нагретой

поверхностью спектр становится более «заполненным» высокими частотами. Этот факт указывает на возможное появление и развитие турбулентности в области развитого течения.

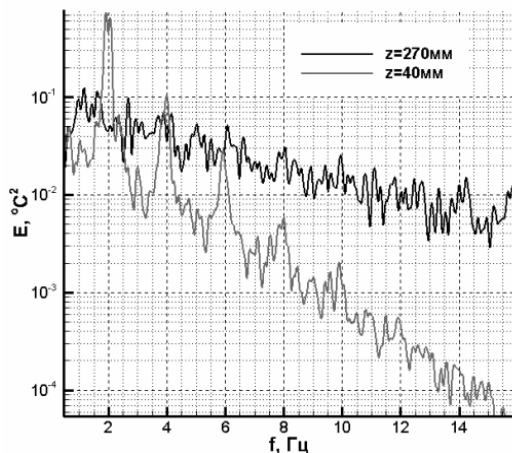


Рис. 9. Энергетические спектры на двух высотах над нагреваемым диском при $Gr = 11,2 \cdot 10^6$

На рис. 10 представлены профили пульсаций. Максимум пульсаций соответствует точкам перегиба профилей средней температуры, а в области слияния термиков в непрерывную струю наблюдается образование протяженной зоны с высокой степенью интенсивности пульсаций температуры. Так на высоте 10мм над источником эта область составляет половину от толщины формирующегося факела. Дополнительно отметим, что профили средней температуры в этой зоне становятся монотонными из-за отсутствия в этой области термиков, наличие локальных максимумов для них не характерно.

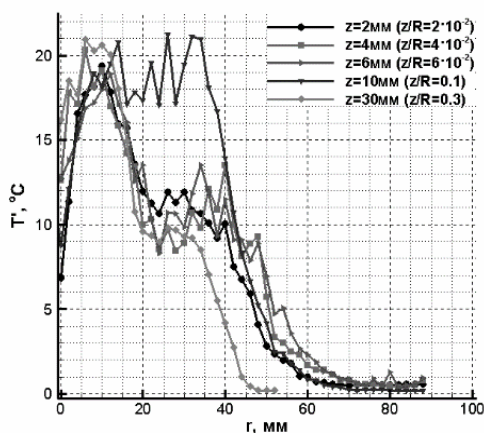


Рис. 10. Профили пульсации температуры на различных высотах над диском

Одним из основных результатов модели течения над нагретым диском может быть определение параметров теплообмена воздуха с горячей поверхностью диска. В качестве таких параметров могут быть использованы коэффициент теплообмена α и температура поверхности диска.

На рис. 11 представлены профили средней температуры по нормали к поверхности при числе Грасгофа $Gr = 6,88 \cdot 10^6$. Толщина слоя теплопроводности не постоянна и уменьшается при приближении к оси. На периферии толщину можно оценить как $\sim 2,5$ мм, а вблизи оси лишь $\sim 1,5$ мм. Связан этот эффект с увеличением влияния конвективного теплопереноса на теплообмен в пристенном слое, нарушающего линейность профиля.

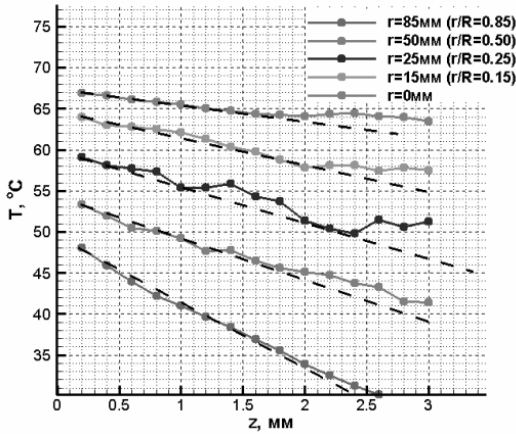


Рис. 11. Профили средней температуры по нормали к нагреваемому диску

На рис. 12 представлен результат измерения теплового потока на поверхности нагреваемого диска. Хорошо видно, что максимум теплового потока соответствует минимальной температуре поверхности, а радиальная координата минимума теплового потока практически совпадает с координатой максимума температуры. Ближе к оси симметрии тепловой поток уменьшается, что соответствует малому градиенту температур.

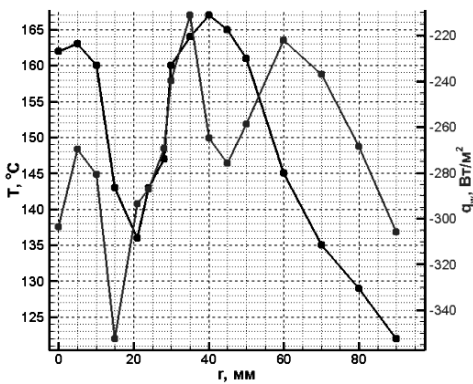


Рис. 12. Тепловой поток и температура на поверхности диска

Далее представлены результаты сравнения результатов численного и физического моделирования в коде ANSYS Fluent. На рис. 13 приведено изменение во времени избыточной температуры на высоте $z = 10$ мм над поверхностью диска на оси симметрии, полученного в результате численного и физического экспериментов. Несмотря на количественные разли-

чия в значениях температуры, качественный характер зависимостей совпадает.

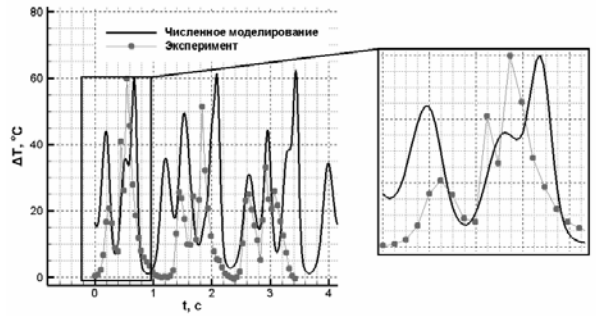


Рис. 13. Актуальная температура на высоте $z = 10$ мм на оси струи

Результаты численного моделирования для $Gr = 11,2 \cdot 10^6$ (рис. 14, 15) удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента на высотах 2 мм и 4 мм. Расхождения при дальнейшем увеличении высоты над поверхностью диска (рис. 16) можно объяснить следующим образом. В физическом эксперименте вихревые структуры при подъеме быстро теряют устойчивость, разрушаются и сливаются с факелом. В свою очередь осевая симметрия в численной постановке позволяет увеличить высоту подъема вихревых структур. Таким образом, на некоторой высоте над поверхностью диска в эксперименте наблюдается слияние термика и факела, а в расчете — продолжение подъема идентифицируемого вихря. Вообще говоря, подъем вихревой структуры в осесимметричной постановке означает подъем кольцевого вихря, обладающего большей устойчивостью. При физическом моделировании, разумеется, равномерный подъем вихревого кольца маловероятно, структура начинает терять симметрию на малом расстоянии от стабилизирующей поверхности. По этой причине получено хорошее соответствие в области, которой в физическом эксперименте свойственна осевая симметрия. Дальнейшее развитие течения должно корректно предсказываться в трехмерной постановке.

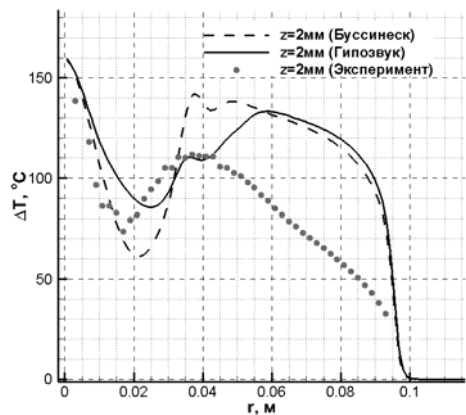


Рис. 14. Профили средней избыточной температуры на высоте 2 мм

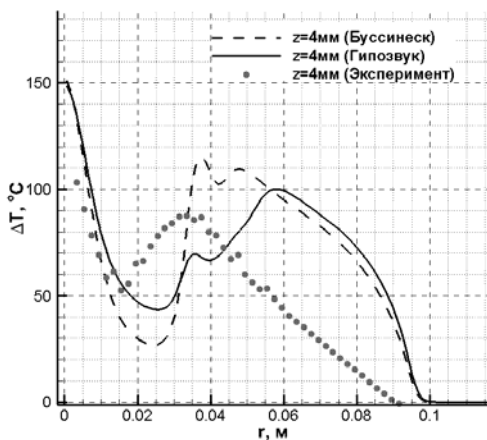


Рис. 15. Профили средней избыточной температуры на высоте 4 мм

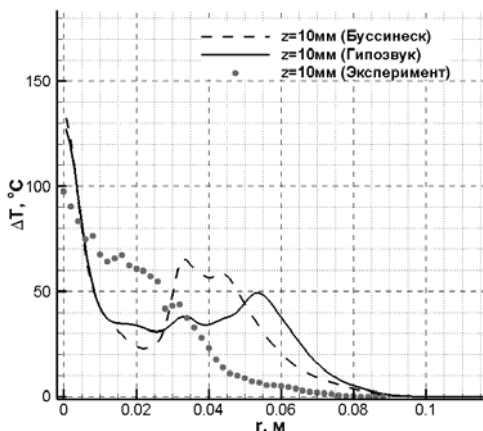


Рис. 16. Профили средней избыточной температуры на высоте 10 мм

Заключение

В работе представлены результаты экспериментального и численного исследования свободноконвективного потока, формирующегося над локализованным источником тепла. Для исследования течения сконструирован экспериментальный стенд, позволяющий воспроизвести поток необходимой конфигурации, а так же провести необходимые измерения. Численное моделирование осуществлено в коммерческом пакете ANSYSFluent.

Особое внимание уделено анализу картин течения, полученных с помощью методов визуализации. Проведено исследование влияния числа Грасгофа на формирующееся течение, в ходе которого установлен факт возникновения низкочастотного периодического движения всплывающих термиков, нарушающих непрерывность формирования пристенной струи. При этом частота подъема вихревых структур увеличивается с увеличением числа Грасгофа.

С помощью точечных измерений подробно исследованы температурные поля:

- восходящее периодическое движение термиков приводит к нарушению монотонности (появлению локальных максимумов) зависимости средней температуры от радиальной координаты;

- в тонком приповерхностном слое обнаружена область, теплопроводности, характерная линейной зависимостью средней температуры от координаты по нормали к диску;

- получены данные о распределении локального числа Нуссельта по поверхности диска.

Получены данные о температуре поверхности и тепловом потоке в широком диапазоне чисел Грасгофа. Отмечается неоднородность распределения температуры поверхности и теплового потока к ней.

Литература

1. Гебхарт, Джалурия Й., Свободноконвективные течения, тепло- и массообмен, 1991.
2. Rouse H., Yih C. S., Humphreys H. W. *Tellus*, 4, 201, 1952.
3. Юсеф, Тарасюк Теплоотдача в условиях свободной конвекции от обращенных вверх изотермических горизонтальных поверхностей / Теплоотдача, т. 104, № 3, 1982, С. 85–93.
4. Робинсон, Либурди Расчет свободноконвективной теплоотдачи от горизонтального нагреваемого диска / Теплоотдача, № 3, 1988, С. 104–111.
5. Apichart Chaengbamrung Turbulent plumes generated by a horizontal area source of buoyancy, A thesis submitted in fulfillment of the requirements for the award of the degree PhD of Engineering, 2005.
6. Minh Vuong Pham, Frédéric Plourde, Son Doan Kim Large-eddy simulation of a pure thermal plume under rotating conditions, *Physics of Fluids* 18, 2006.