

Научная статья

Получение и сравнение расчетных и экспериментальных голографических интерферограмм для описания квази-2D конвективного течения прозрачной газовой смеси

*С.А. Сомов, А.С. Иванов**Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Российская Федерация*

Выполненное численное моделирование представляет собой методологическую и доказательную основу проведенных ранее экспериментов по стационарной термоконцентрационной конвекции в газовых смесях сухого воздуха и паров ундекана или воды. Экспериментальные данные получены двумя способами: термопарный метод применен для измерения данных количественного описания теплового потока, а голографическая интерферометрия – для наглядного изображения движения прозрачной газовой смеси (как альтернатива цифровой трассерной визуализации (PIV)). Конвекция, обусловленная одновременным действием градиентов концентрации пара и температуры, описывается отношением концентрационного и теплового чисел Рэлея для газовой смеси при одинаковой средней температуре. Количественные данные термопарных измерений интерпретируются в предположении об одновихревом квази-2D течении в прямоугольной конвективной ячейке размерами $15 \times 15 \times 320$ мм. Целью работы является проверка и обоснование течения ожидаемого вида путем сравнения экспериментальных и расчетных интерферограмм (поверхностей показателя преломления света), установленных в результате численного моделирования тепловой конвекции сухого воздуха. Граничные условия и геометрия задачи идентичны условиям эксперимента. Уравнения тепловой конвекции в приближении Буссинеска записываются согласно двухполюсовому подходу. Система дифференциальных уравнений решается методом сеток посредством программы, написанной авторами на языке Python. Экспериментальные интерферограммы обработаны вручную в графическом редакторе LibreOffice Draw. Сделано прямое сравнение около полусотни пар совпадающих экспериментальных и расчетных интерферограмм отвечающих одинаковым значениям температур нагревателя и холодильника ячейки. Прямое сравнение расчетных и измеренных данных подтвердило прогноз образования одновихревого квази-2D конвективного течения газа.

Ключевые слова: свободная конвекция, голографическая интерферометрия, метод сеток, 2D течение

Получение: 03.04.2025 / **Публикация онлайн:** 30.07.2025

УДК 533.27, 53.083

1. Введение

Свободная конвекция сопровождается разнообразными физическими процессами, поскольку является вспомогательным или основным механизмом теплопередачи [1], самоорганизации [2], синхронизации [3] в природе и технике, а иногда и в живой среде [4]. Многообразие конвективных движений обусловлено множеством механизмов, отвечающих за генерацию объемных и поверхностных сил, приводящих к нарушению механического равновесия в системе: это и тепловая конвекция [2], и конвекция Марангони [5], и концентрационная конвекция [6, 7], и смешанная конвекция, возникающая вследствие тесной взаимосвязи природных явлений. Тепловая конвекция в неинерциальной системе отсчета описывается в рамках вибрационной конвекции [8, 9], а в смесях и растворах зачастую она считается термоконцентрационной [10, 11]. Таким образом, изучение смешанной конвекции представляет наибольший интерес и актуально для фундаментальной науки.

Предлагаемая статья продолжает серию работ, исследующих термоконцентрационную конвекцию газовых смесей воздуха с парами капельных жидкостей: дистиллированной воды и ундекана, претерпевающих фазовые превращения (испарение и конденсацию). Выбор жидкостей был обусловлен их практической значимостью: вода, помимо распространенности в атмосфере Земли, часто используется как теплоноситель, а ундекан — это жидкий углеводород, относящийся к семейству парафинов, чьи физические свойства [12] близки к средним значениям таковых у керосина. Авторами предлагаемой вниманию читателя статьи ранее (см. [13]) проведено экспериментальное исследование стационарной конвекции в упомянутых газах. При этом новизна натурального эксперимента заключалась в осуществлении циркуляции газовой примеси (пара) за счет ее фазовых превращений при одновременном присутствии источника (свободной поверхности капельной жидкости) и стока (конденсатора). Конвекция описана отношением концентрационного и теплового чисел Рэлея как функция температуры T . Этот результат получен термопарным методом, а голографическая интерферометрия позволила качественно визуализировать течение прозрачного газа. Количественные данные термопарных измерений интерпретировались в предположении одновихревого квази-2D течения в конвективной ячейке. Поскольку вид течения влияет на однозначность толкования сигналов с термопар, цель данной работы заключается в подтверждении или опровержении принятого допущения. Для этого выполняется сравнение экспериментальных и находимых в результате численного моделирования тепловой конвекции воздуха интерферограмм.

2. Лабораторный эксперимент

Экспериментальные данные, опубликованные в [13] и послужившие исходным материалом для этой статьи, получены в ходе измерений на оригинальной лабораторной установке, подробно представленной в работах [14,

15]. Предлагаемое численное исследование дополняет работу [13] и выполняется для проверки корректности заявленных результатов.

Для начала кратко перечислим особенности конструкции, существенные для дальнейших рассуждений, и опишем методику эксперимента. Главная часть установки — конвективная ячейка, представляет собой полость в виде прямоугольного параллелепипеда размерами $15 \times 15 \times 320$ мм (Рис. 1). Снизу и сверху стенки ячейки образуют медные теплообменники 1 и 2, каждый толщиной 10 мм, с четырьмя припаянными трубками для подачи жидкого теплоносителя. Температура теплообменников контролируется индивидуальными прецизионными жидкостными термостатами CRYO-VT-12, позволяющими менять ее с шагом 0.01°C . Боковые стенки создают листы толщиной 1 мм либо из текстолита, либо из строительного теплоизоляционного материала XPS (экструдированного пенополистирола), покрытого пленкой гидрофобной высокотемпературной силиконовой смазки, препятствующей его намоканию. Задней стенкой является зеркало 3, а передней — стеклянная пластина.

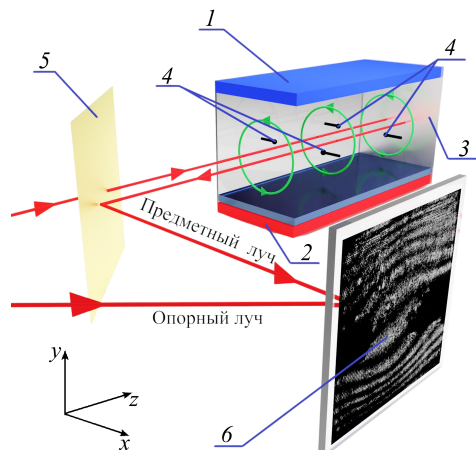


Рис. 1. Источники экспериментальных данных в ячейке с холодным 1, горячим 2 теплообменниками и зеркальным торцом 3: термопары 4 и интерферограмма на фотопластинке 5 (предметный луч дважды проходит ячейку и отражается от полупрозрачной пластинки 6)

В средней части боковых стенок размещаются дифференциальные медь-константановые термопары 4, спаи которых располагаются на одинаковом горизонтальном уровне, холодные на одной стороне ячейки, а горячие на противоположной. В условиях лишь молекулярной теплопередачи обе термопары генерируют нулевую термоэлектродвижущую силу (термо-ЭДС), так как температура газа в точках размещения противоположащих спаев одинакова. При появлении макроскопического одновихревого течения газа (см. Рис. 1, замкнутые контуры) термопары генерируют термо-ЭДС, модуль которой пропорционален интенсивности конвекции, а знак определяется направлением закрутки течения (в начальный момент времени направление закрутки случайно и равновероятно).

Оптическая схема установки позволяет через переднюю стеклянную стенку освещать ячейку пучком монохроматического света, полученного расширением луча лазера, активной средой которого является смесь гелия He и неона Ne. Предметный луч, отражаясь от зеркала 3, дважды проходит ячейку и направляется полупрозрачной пластинкой 6 на голографическую фотопластинку 5, где происходит его сложение с опорным лучом.

Проведено три серии измерений: на сухом воздухе; на газовой смеси воздуха с парами воды; на смеси воздуха с парами ундекана. Каждая серия опытов состояла из нескольких этапов. Сначала на обоих теплообменниках конвективной ячейки устанавливалась единая (средняя) температура T_0 . Затем получалась голограмма содержимого ячейки в невозмущенном состоянии. Далее температура верхнего холодильника и нагревателя изменялась на одинаковую величину 0.25°C , что формировало перепад температуры ΔT с шагом по 0.5°C .

Свободную конвекцию в однокомпонентных газах принято описывать безразмерными числами Прандтля и Рэлея (тепловым):

$$\text{Pr} = \nu \chi^{-1}, \quad \text{Ra}_T = g d^3 \beta \Delta T \chi^{-1} \nu^{-1}, \quad (1)$$

где $g = 9.8 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения, d — характерный размер ячейки в направлении градиента температуры, χ — температуропроводность, ν — кинематическая вязкость, β — коэффициент теплового расширения. Число Ra_T является в задаче единственным параметром подобия, входящим в безразмерное уравнение Навье–Стокса [2, 16]:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \Delta \mathbf{u} + \text{Ra}_T \tau \mathbf{n}.$$

Здесь $\mathbf{u}$ — вектор массовой скорости газа; τ и p — возмущения температуры и давления относительно их значений для равновесного газа: соответственно, температуры T_0 и гидростатического давления p_0 . Единичный вектор $\mathbf{n}$ направлен вертикально вверх.

В случае порогового возникновения конвекции существует критическое число Рэлея Ra^* , которое зависит от параметров задачи (геометрии ячейки, расположения теплообменников, наличия свободной границы и другого). При $\text{Ra}_T < \text{Ra}^*$ конвекция отсутствует ($\mathbf{u} = 0$). В рассматриваемом случае (Рис. 1) $\text{Ra}^* = 1708$ (согласно теоретической оценке [16]). В настоящей работе получилось значение $\text{Ra}^* = 1680$ [13], которое в опытах с сухим воздухом совпадает с экспериментальным значением 1700 ± 50 [17]. Также в начале конвекции (диапазон $\text{Ra}_T = 1700 \dots 3000$) авторская зависимость $\text{Nu} = 0.0010 \text{Ra}_T^{0.90}$ хорошо согласуется с таковой из [17]: $\text{Nu} = 0.0012 \text{Ra}_T^{0.90}$, что косвенно свидетельствует о хорошей точности измерений и качественном изготовлении используемой лабораторной установки.

При термоконцентрационной конвекции есть две (в обсуждаемом здесь случае — взаимозависимые) причины появления архимедовых сил: температура и концентрация примеси, и два диссипативных механизма: теплопроводность и диффузия. Каждому физическому механизму, нарушающему механическое равновесие в

системе, отвечает свое число Рэлея, аналогичное (1). Так, в правой части уравнения концентрационной конвекции [18] перед возмущением концентрации возникает концентрационное число Рэлея [19]:

$$Ra_C = g d^3 \Delta \rho_C (\nu D \rho_0)^{-1},$$

где D — коэффициент диффузии, ρ_0 — средняя плотность, а $\Delta \rho_C$ указывает на изменения плотности смеси, вызванные изменениями концентрации пара — C . Парциальное давление любой компоненты газовой смеси является функцией только температуры T . Для идеального газа, коим является любая воздушная смесь в диапазоне $(10^{-3} \dots 10^1)$ бар, давление пара линейно зависит от C , поэтому $\Delta \rho_C$ для газовой смеси имеет вид:

$$\Delta \rho_C = \frac{\partial \rho_C}{\partial C} \Delta C = \frac{\partial \rho_C}{\partial C} \frac{\partial C}{\partial T} \Delta T.$$

Давление насыщенных паров — нелинейная функция, однако отдельно взятый участок ее графика на малом отрезке ΔT можно аппроксимировать прямой линией, угол наклона которой определяется положением касательной в средней точке T_0 . Значит, в решаемой задаче числа Ra_T и Ra_C пропорциональны ΔT . Вследствие этого их сумму можно записать как эффективное число Рэлея Ra_E [18]:

$$Ra_E = Ra_T + Ra_C. \quad (2)$$

При варьировании величины T_0 вклад слагаемых в сумму Ra (2) меняется, при этом их отношение Ra_C/Ra_T не зависит от геометрического параметра (высоты ячейки) d , а содержит лишь теплофизические характеристики смеси:

$$\alpha(T_0) = Ra_C Ra_T^{-1}(T_0). \quad (3)$$

В (2) все величины являются неизвестными, при этом измерения чисел Ra_T и Ra_C для газовой смеси затруднительны, так как оба конвективных механизма взаимосвязаны посредством T . Тем не менее в [13] авторами предложен практический способ экспериментального определения (3). Для этого необходимо с помощью термопар получить отвечающие друг другу значения T_0 и ΔT , при которых начинается термоконцентрационная конвекция, то есть когда

$$Ra_E(T_0, \Delta T) = Ra^* = 1700,$$

и вычислить число $Ra_T(T_0, \Delta T)$ для газовой смеси (которое всегда меньше Ra^*). Экспериментальное значение функции (3) находится по формуле:

$$\alpha(T_0) = Ra^* Ra_T^{-1}(T_0, \Delta T) - 1. \quad (4)$$

Функции (4) для смеси воздуха с парами воды или ундекана, соответственно, представляют собой полиномы 3-й и 2-й степени относительно T [13].

Помня о цели настоящей работы, скажем, что при обработке экспериментальных данных в явном виде принималось допущение, что течение в конвективной ячейке является одновихревым (Рис. 1). При другом виде течения однозначная и прозрачная интерпретация измерений и определение функции (4) не возможны. Например, при симметричном течении с образованием двух валов (Рис. 2а) даже в присутствии конвекции холодные и горячие спаи термопар 4 на рисунке 1 будут находиться при одинаковой температуре, следовательно, их термо-ЭДС равняется нулю при любой комбинации значений пары $(T_0, \Delta T)$. Двухвихревое течение воздуха наблюдалось, например, Корваро и Парончини [20, 21] при использовании в качестве нагревателя тонкой полоски, размещенной вдоль нижней грани ячейки. Симметричное относительно боковых стенок расположение узкого нагревателя благоприятствовало генерации восходящего потока, который создавал симметричное и равновероятного направления течение. В установке же, о которой идет речь в данной работе, нагревателем служит вся нижняя грань, однако течение, показанное на рисунке 2а, возможно, если, например, нагреватель очень

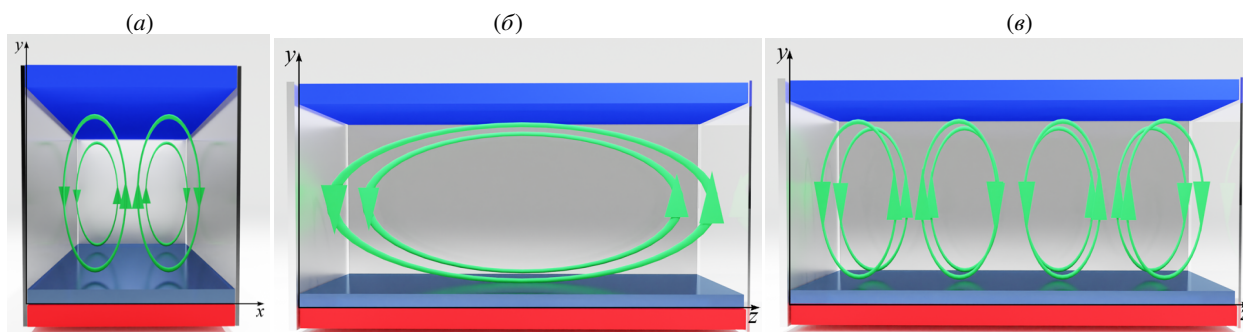


Рис. 2. Гипотетические течения в вытянутой прямоугольной конвективной ячейке: двухвихревое с осями вихрей, направленными вдоль ячейки (а); одно- (б) и многовихревое (в) с осями вихрей, перпендикулярными боковым стенкам

тонкий и изготовлен из материала с низкой теплопроводностью, а трубка с циркулирующей жидкостью термостата ориентирована вдоль средней линии нагревателя.

Вторым видом течения, не регистрируемым посредством боковых термопар, являются валы, оси которых перпендикулярны боковым стенкам (Рис. 2б, в). В этом случае оба спая термопары также всегда находятся при одинаковой температуре. Другая предполагаемая проблема состоит в том, что длина конвективной ячейки более чем в 21 раз превышает ее высоту, поэтому даже небольшой наклон ячейки и слабый градиент температуры между теплообменниками может привести к большому значению произведения $Ra d^3$ для течения, показанного на рисунке 2б. Такая проблема особенно часто проявляется в опытах с жидкостями в кюветах со стеклянными стенками, которые обладают низкой теплопроводностью. Как и в предыдущих примерах, течение на рисунке 2в не регистрируется боковыми термопарами. Конечно, для возникновения этого течения также требуется наклон ячейки и неоднородность температуры теплообменников. Так, например, в [22] течение жидкости в слое с малым аспектным отношением возникает потому, что нагреватель и холодильник выполнены в форме тонких колец разного радиуса. Наличие ни того, ни другого обстоятельства в экспериментальной лабораторной установке не допускалось. Горизонтальность положения и параллельность теплообменников контролировалась пузырьковым уровнем, а применение толстых (10 мм) медных теплообменников с жидкостным охлаждением, обложенных теплоизоляционным материалом, обеспечивало постоянство температуры нагревателя T_h и холодильника T_c . Однако предпринятые в эксперименте предосторожности не гарантируют (особенно экспериментаторам), что возникнет течение предполагаемого вида. Для идентификации вида течения, как правило, прибегают к методу PIV, обладающему по отношению к газовым смесям множеством недостатков, главный из которых — влияние визуализирующих частиц на объект исследования. При этом техническая реализация PIV не уступает по сложности использованной в данной работе неинвазивной голографической интерферометрии.

Для верификации вида течения рассматривался большой массив имеющихся голографических интерферограмм — плоских поверхностей показателя преломления света $n(x, y, T)$ исследуемой среды. На рисунке 3 приведены интерферограммы, полученные для сухого и влажного воздуха при некоторых комбинациях значений пары $(T_0, \Delta T)$. Полосы на интерферограммах соответствуют изолиниям показателя преломления, который зависит от плотности газа $\rho = \rho(T, p, C)$. В вопросах теплопередачи интерферограммы капельных жидкостей, как правило, являются источником количественных данных [23]. Фотоснимок теплового пограничного слоя, сделанный с высоким разрешением, позволяет определить точное расстояние между

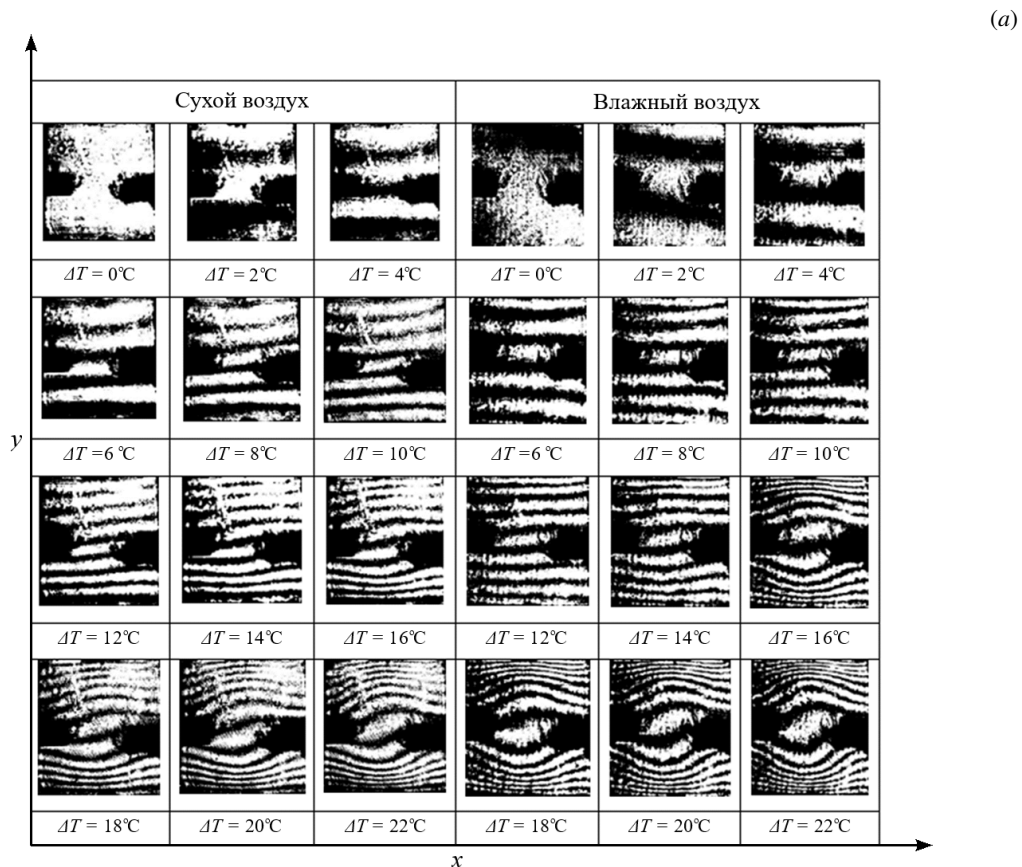


Рис. 3. Экспериментальные интерферограммы для сухого и влажного воздуха при одинаковом перепаде температур ΔT и двух значениях средней температуры T_0 , °C: 35 (a) и 55 (б)

(б)

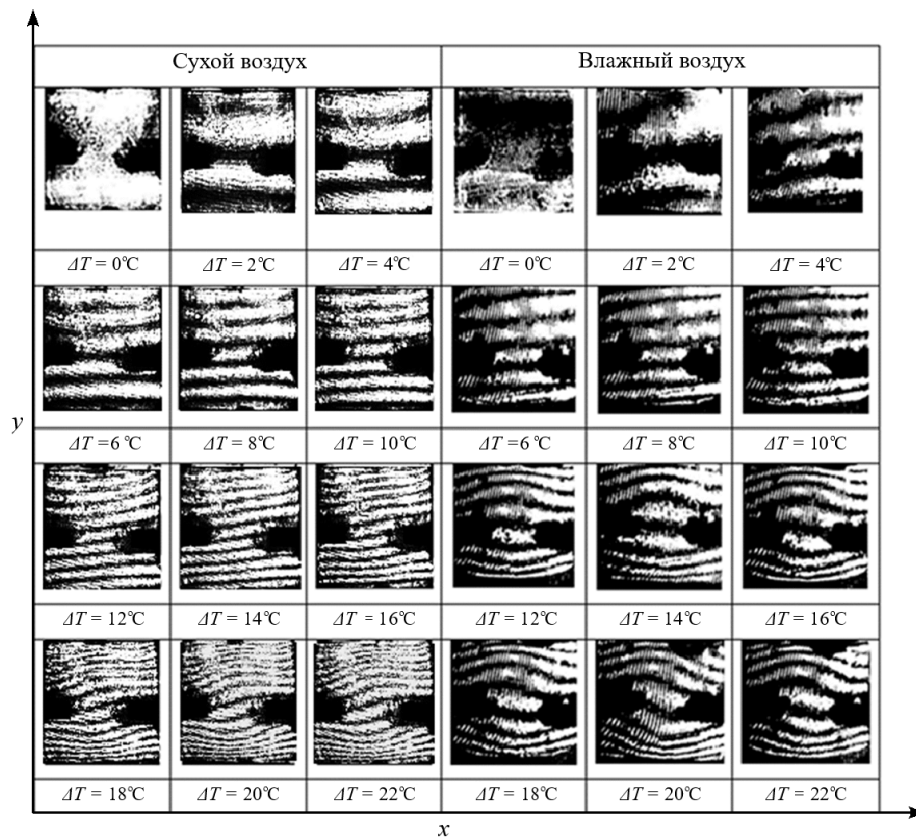


Рис. 3. Продолжение

соседними интерференционными полосами, совпадающими с известными изотермами. Это позволяет вычислить градиент температуры ΔT и, следовательно, плотность теплового потока [1]. Однако в эксперименте с газами этот метод не применим. Так, для сухого воздуха толщина теплового пограничного слоя s практически совпадает с толщиной гидродинамического пограничного слоя δ , который в свою очередь имеет порядок величины высоты ячейки d [1]:

$$\delta \approx \text{Re}^{-1/2} d,$$

$$s \approx \text{Pr}^{1/3} \delta,$$

где $\text{Re} = u d \nu^{-1}$ — число Рейнольдса. При характерной скорости течения $u = 0.01$ м/с, размере ячейки $d = 0.015$ м, вязкости $\nu = 1.8 \cdot 10^{-5}$ м²/с и числе $\text{Pr} \approx 0.7$ [1] получается $\delta \approx 0.3d$ и $s \approx 1.1\delta$. Следовательно, использовать интерферограммы с рисунка 3 для количественных оценок по стандартной методике невозможно, и изначально по ним оценивалась лишь качество визуализации течения прозрачного газа [13]. Однако, если принимать во внимание всю поверхность $n(x, y, T)$ экспериментальной интерферограммы для сравнения с предсказаниями численного моделирования, то такой метод можно считать уже количественным, что и было сделано для достижения заявленной цели работы.

3. Численное моделирование

Выполнено численное моделирование 2D-задачи свободной конвекции в квадратной области размером 15×15 мм. Математическая постановка задачи включала уравнения Навье–Стокса для несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска, уравнения теплопроводности и неразрывности, записанные для конечных возмущений в размерном виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u = -\rho_0^{-1} \nabla p + \nu \Delta u + g \beta \vartheta,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \nabla T = \chi \Delta T,$$

$$\nabla \cdot u = 0,$$
(5)

где ϑ — отклонение температуры от среднего значения T_0 ; p — давление за вычетом гидростатической составляющей. Несмотря на то что исходные измерения после первичной обработки позволяют получить

результат как отношение безразмерных чисел (4), решать уравнения (5) имеет смысл в размерном виде, так как расчетную интерферограмму (поле T) можно сразу сравнивать с таковой из эксперимента (Рис. 3). Применимость уравнений (5) к обсуждаемой здесь задаче объясняется тем, что исследуется начало конвекции, то есть диапазон числа $Ra_E < 4000$ [17]. Значения кинематической вязкости ν и коэффициента β вычислялись при средней температуре T_0 . При моделировании температурные зависимости теплопроводности и плотности воздуха также учитывали, что атмосферное давление имеет значения, измеренные в дни проведения опытов [13].

Система уравнений (5) решалась двухполюсовым методом в терминах функции тока ψ и вихря ω [24]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial y} &= \nu \Delta \omega + g \beta \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial y} &= \chi \Delta T, \\ \omega &= -\Delta \psi.\end{aligned}\quad (6)$$

Решение получено методом конечных разностей на квадратной сетке. Пространственные производные аппроксимировались центральными разностями 2-го порядка, а дискретизация по времени реализовывалась с шагом 10^{-4} с в явном виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} \approx \frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t}.$$

Шаг по времени выбирался по методу Фурье–Неймана [24], согласно которому устойчивость явной схемы вычислений обеспечивается при $\Delta t < 0.5h^2\chi^{-1}$, где h — шаг сетки. Дискретизация по пространству осуществлялась по формулам:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial x} &\approx \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2\Delta x}, \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &\approx \frac{u_{i+1} - 2u_i + u_{i-1}}{\Delta x^2}.\end{aligned}$$

Граничные условия на нижней, верхней и боковых стенках, соответственно, имели вид:

$$\psi = 0, \quad \omega = \frac{-\partial^2 \psi}{\partial y^2}, \quad T = T_h, \quad (7)$$

$$\psi = 0, \quad \omega = \frac{-\partial^2 \psi}{\partial y^2}, \quad T = T_A, \quad (8)$$

$$\psi = 0, \quad \omega = \frac{-\partial^2 \psi}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (9)$$

Условия выше означают: (7) — для скорости прилипание содержимого ячейки к ее граням; (8) — для температуры ее постоянство на верхней и нижней границах; (9) — для боковых границ их адиабатичность.

В качестве начальных условий вводилось линейное распределение температурного поля $T(x, y)$ вдоль вертикальной оси y (Рис. 4а) и случайное возмущение поля скорости $u(x, y)$ для инициирования конвекции (Рис. 4б).

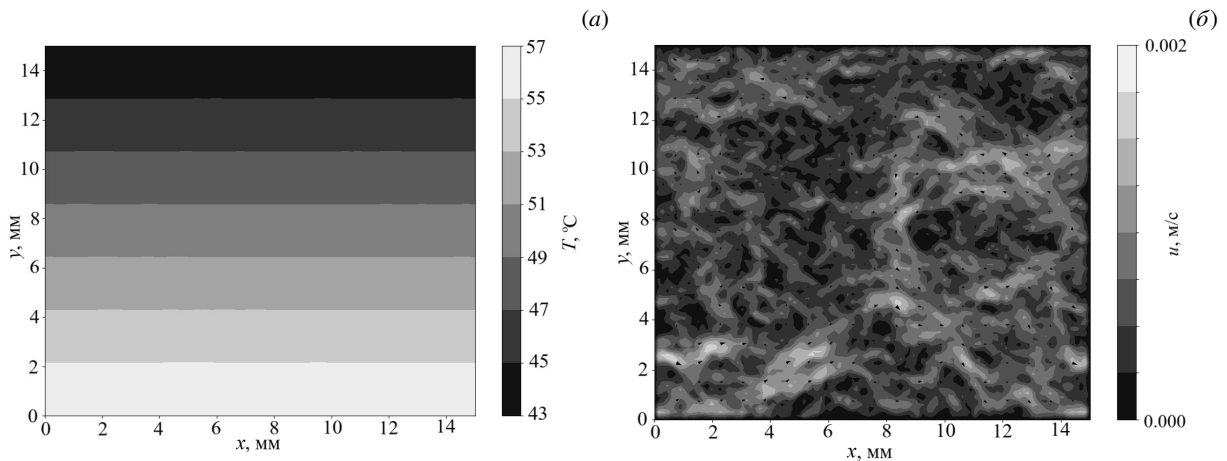


Рис. 4. Начальные условия: линейный вертикальный профиль температуры $T(y)$ (а) и случайные возмущения поля скорости (б)

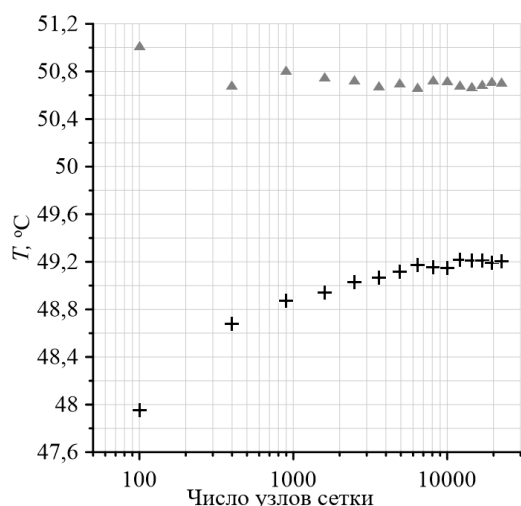


Рис. 5. К проверке сходимости вычислений в зависимости от числа узлов сетки; треугольники и крестики – расчетные значения температуры T в двух фиксированных точках области

Число узлов квадратной сетки выбиралось из соображения сходимости вычислений и определялось из серии тестовых решений задачи (6)–(9) при $T_0 = 50$ К, $\Delta T = 14$ К (см. Рис. 5). Сходимость расчета температуры оценивалась в двух точках, соответствующих расположению горячих и холодных спаев боковых термопар 4 на рисунке 1. Как видно из рисунка 5, начиная с сетки с числом узлов 80×80 , значения расчетных температур в выбранных точках меняются в пределах, сопоставимых с экспериментальной погрешностью измерения. Дальнейшие расчеты проводились с небольшой избыточностью, а именно на квадратной сетке 100×100 узлов.

Рассчитанные при паре значений $T_0 = 50$ °С и $\Delta T = 14$ °С стационарное поле скорости $u(x, y)$ и поле температуры $T(x, y)$ представлены на рисунке 6. Хорошо различим пристеночный слой, для которого выполняется условие прилипания ($u = 0$) (Рис. 6а). В ходе численного моделирования, кроме температурного поля (Рис. 6б), находилось и связанное с ним поле показателя преломления $n(x, y, T)$ [23]

$$n = 1 + (n_{st} - 1) \frac{T_{st}}{T}$$

при $n_{st} = 1.0002716$ — показателе преломления света в сухом воздухе при нормальных условиях ($T_{st} = 293.15$ К) и T — текущей температуре. На основании поля $n(x, y)$ вычислялось дифференциальное поле фазы монохроматического света $\varphi(x, y)$, пропорциональное оптической разности хода предметного и опорного лучей лазера:

$$\varphi(x, y) = 2\pi \frac{2L(n(x, y) - n_{st})}{\lambda}, \quad (10)$$

где $\lambda = 632.8$ нм — длина волны He-Ne лазера, $L = 320$ мм — длина ячейки. Коэффициент «2» в числителе формулы (10) учитывает, что предметный луч проходит ячейку дважды. Далее фазовое поле использовалось для вычисления поля интенсивности света:

$$I(x, y) = 1 + \cos(\varphi(x, y)),$$

представляющее собой искомую интерферограмму. Далее на интерферограммах значению $\varphi(x, y) = 0$ отвечает черная полоса, а $\varphi(x, y) = 2$ — белая.

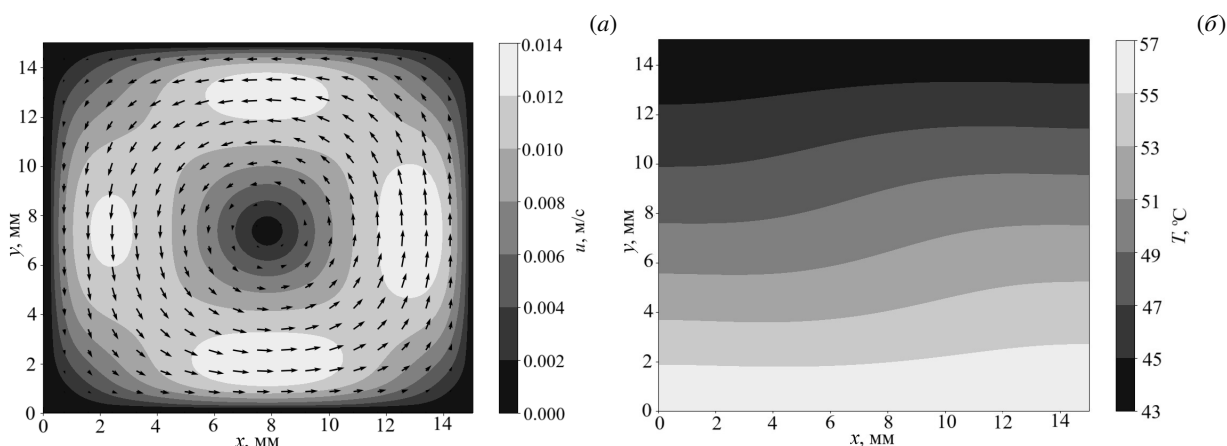


Рис. 6. Вид рассчитанного поля скорости (а) и поля температуры (б) сухого воздуха при $T_0 = 50$ °С и $\Delta T = 14$ °С

Обработка экспериментальных интерферограмм осуществлялась вручную: на основе исходной интерферограммы в графическом редакторе LibreOffice Draw строились линии, повторяющие экспериментальные интерференционные полосы. Пример обработки представлен на рисунке 7а, а соответствующая маска интерференционных линий — на рисунке 7б. Черные области возле боковых стенок в средней части изображения, приходящиеся на стойки термопар, из обработки исключались. Если закрутка потока в расчете и в эксперименте имела противоположные направления, то выполнялось зеркальное отображение одной из интерферограмм. Результаты прямого сравнения экспериментальных и расчетных интерферограмм можно видеть на рисунке 8.

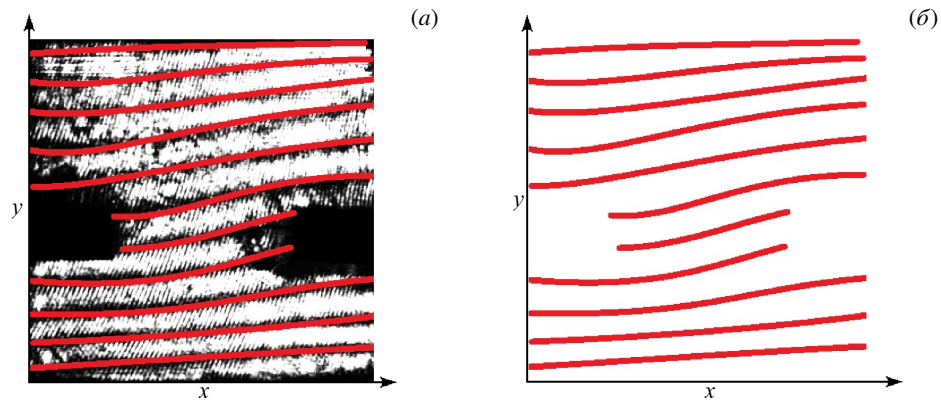


Рис. 7. Результаты обработки экспериментальной интерферограммы: построенные интерференционные линии (а), полученная маска (б)

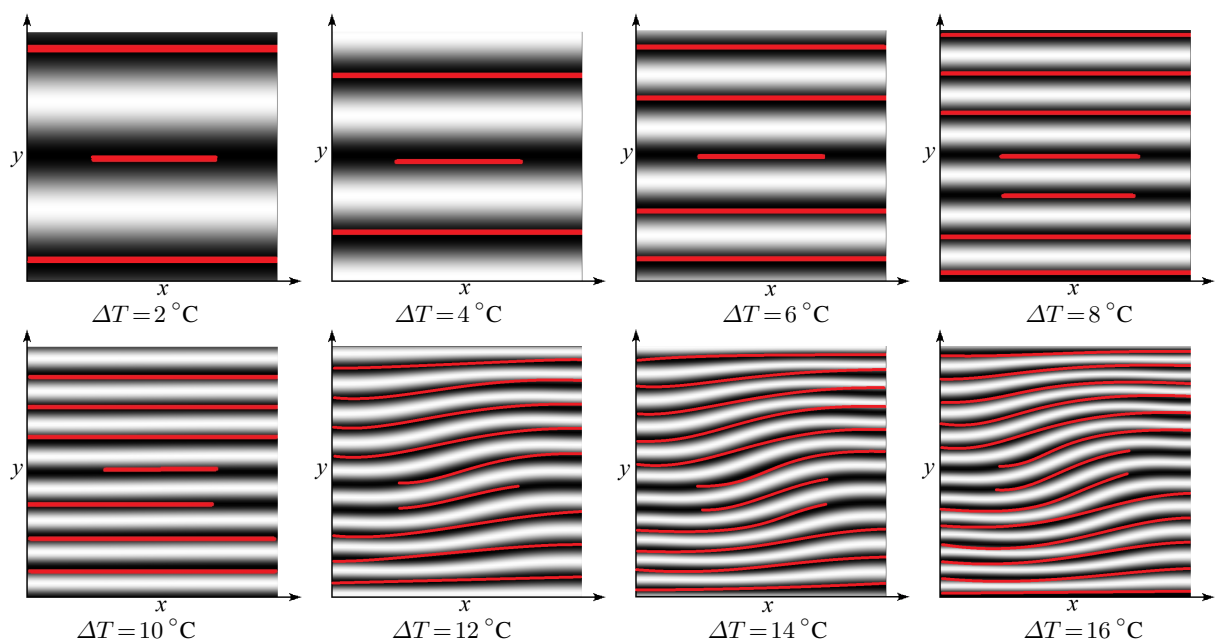


Рис. 8. К сравнению экспериментальных (сплошные линии) и расчетных (черные зоны) интерферограмм при $T_0 = 50^\circ\text{C}$

4. Выводы

Для методического обеспечения и верификации эксперимента по тепловой конвекции сухого воздуха и термоконцентрационной конвекции в газовых смесях воздуха с парами воды или ундекана выполнено численное моделирование течения в ячейке, представляющей собой прямоугольный параллелепипед. В лабораторном эксперименте скомбинированы термопарный и интерферометрический методы измерений, что позволило визуализировать конвективный поток и судить о достижении стационарного режима течения. Тепловая конвекция сухого воздуха использована как основа, по отношению к которой описана термоконцентрационная конвекция воздушной смеси с парами капельных жидкостей, претерпевающих фазовые превращения 1-го рода: испарение и конденсацию. Сухой воздух также играл роль тестовой среды для верификации методики измерений на лабораторной установке (benchmark problem) и применяемых методов.

Полученные экспериментальные интерферограммы газовых смесей служили источниками количественных данных для прямого сравнения с интерферограммами, построенными по данным вычислительных экспериментов. Предложенный подход апробирован на задаче тепловой конвекции сухого воздуха. Описывающие ее уравнения неразрывности, теплопроводности и Навье–Стокса в приближении Буссинеска решались численно, методом сеток, посредством расчетной программы, написанной авторами на языке программирования Python. Вследствие 2D-размерности задачи уравнения представлялись в рамках двухполевого подхода в формулировке через функции тока и вихря. Расчетное 2D-поле температуры пересчитывалось в соответствующее поле показателя преломления света, по которому затем строились интерферограммы.

Показано, что голографическая интерферометрия способна конкурировать с PIV методом при решении задачи определения вида квази-2D течения газа. Продемонстрировано совпадение экспериментальных интерферограмм

с расчетными, полученными для одновихревого течения. Этот вывод является надежным основанием для интерпретации и представления экспериментальных результатов [13]. Успешная обработка 1/3 массива интерферограмм для сухого воздуха позволила судить об оставшейся части материала (для воздушных смесей паров ундекана и воды) как о потенциально полезной. Моделирование течений с фазовыми переходами газовых компонент при сильных градиентах температуры ($\sim 10^3$ К/м) значительно труднее решенной в настоящей статье benchmark задачи и представляет интерес для будущих исследований.

Авторы выражают благодарность Иванцову Андрею Олеговичу (ИМСС УрШ РАН) за улучшение качества статьи.

Работа выполнена в рамках государственного задания, регистрационный номер темы № АААА-А20-120020690030-5.

Литература

1. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М.: Энергоиздат, 1981. 416 с.
2. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
3. Тюлькина И.В., Голдобин Д.С. Синхронизация конвективных течений двухкомпонентной жидкости в смежных ячейках пористой среды // Вестник Пермского университета. Физика. 2023. № 2. С. 59–68. DOI: 10.17072/1994-3598-2023-2-59-68
4. Théry A., Le Nagard L., Ono-dit-Biot J.-C., Fradin C., Dalnoki-Veress K., Lauga E. Self-organisation and convection of confined magnetotactic bacteria // Scientific Reports. 2020. Vol. 10. 13578. DOI: 10.1038/s41598-020-70270-0
5. Denisova M.O., Kostarev K.G. The effect of Marangoni convection on mass transfer in a rising droplet with surface reaction // Journal of Physics: Conference Series. 2022. Vol. 2317. 012023. DOI: 10.1088/1742-6596/2317/1/012023
6. Марышев Б.С. Концентрационная конвекция в замкнутой области пористой среды при заданном вертикальном перепаде концентрации и учете иммобилизации примеси // Вычислительная механика сплошных сред. 2024. Т. 17, № 1. С. 60–74. DOI: 10.7242/1999-6691/2024.17.1.6
7. Байдулов В.Г., Матюшин П.В., Чашечкин Ю.Д. Эволюция течения, индуцированного диффузией на сфере, погруженной в непрерывно стратифицированную жидкость // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2007. № 2. С. 119–132.
8. Kozlov V., Rysin K., Vjatkin A. Thermal Vibrational Convection in a Rotating Plane Layer // Microgravity Science and Technology. 2022. Vol. 34. 62. DOI: 10.1007/s12217-022-09975-y
9. Козлов Н.В. Прямое численное моделирование конвекции двойной диффузии при вибрациях // Вычислительная механика сплошных сред. 2023. Т. 16, № 3. С. 277–288. DOI: 10.7242/1999-6691/2023.16.3.24
10. Денисова М.О., Зуев А.Л., Костарев К.Г. Колебательные режимы концентрационной конвекции // Успехи физических наук. 2022. Т. 192, № 8. С. 817–840. DOI: 10.3367/UFNR.2021.07.039030
11. Turner J.S. Salt fingers across a density interface // Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts. 1967. Vol. 14, no. 5. P. 599–611. DOI: 10.1016/0011-7471(67)90066-6
12. Aleksandrov I.S., Gerasimov A.A., Grigor'ev B.A. Using fundamental equations of state for calculating the thermodynamic properties of normal undecane // Thermal Engineering. 2011. Vol. 58. P. 691–698. DOI: 10.1134/S0040601511080027
13. Somov S.A., Ivanov A.S. Experimental study of thermoconcentration convection in air–water and air–undecane mixtures // Physics of Fluids. 2024. Vol. 36, no. 10. 104104. DOI: 10.1063/5.0222889
14. Somov S.A., Ivanov A.S. Experimental Setup for Studying Thermosolutal Convection in Moist Air // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. 2019. Vol. 581. 012016. DOI: 10.1088/1757-899X/581/1/012016
15. Somov S.A., Ivanov A.S. Experimental Study of Dehumidified Air Convection by Holographic and Thermocouple Methods // Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 1945. 012055. DOI: 10.1088/1742-6596/1945/1/012055
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
17. Silveston P.L. Wärmedurchgang in waagerechten Flüssigkeitsschichten // Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens A. 1958. Vol. 24. P. 59–69. DOI: 10.1007/BF02557095
18. Шапошников И.Г. К теории конвективных явлений в бинарной смеси // Прикладная математика и механика. 1953. Т. 17. С. 604–606.
19. Пишеничников А.Ф., Пинягин А.Ю., Полежаев В.И., Федюшкин А.И., Шайдулов Г.Ф. Термоконцентрационная конвекция в прямоугольной области при боковых потоках тепла и массы: тех. отч. / УНЦ АН СССР. Свердловск, 1985. С. 53.
20. Corvaro F., Paroncini M. A numerical and experimental analysis on the natural convective heat transfer of a small heating strip located on the floor of a square cavity // Applied Thermal Engineering. 2008. Vol. 28, no. 1. P. 25–35. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2007.03.018
21. Corvaro F., Paroncini M. An experimental study of natural convection in a differentially heated cavity through a 2D-PIV system // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2009. Vol. 52, no. 1/2. P. 355–365. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.05.039

22. Васильев А.Ю., Попова Е.Н., Сухановский А.Н. Структура течений в лабораторной модели общей циркуляции атмосферы // Вычислительная механика сплошных сред. 2023. Т. 16, № 3. С. 321–330. DOI: 10.7242/1999-6691/2023.16.3.27
23. Хауф В., Григуль У. Оптические методы в теплопередаче. М.: Изд-во «Мир», 1973. 240 с.
24. Тарунин Е.Л. Вычислительный эксперимент в задачах свободной конвекции. Иркутск: Изд-во Иркутского Университета, 1990. 228 с.

Сведения об авторах:

Сомов Сергей Андреевич (корр.), инж., Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614018, г. Пермь, ул. Академика Королёва, д. 1; e-mail: somov.s@icmm.ru; ORCID: 0000-0002-8902-9410

Иванов Алексей Сергеевич, дфмн, доц., зав. лаб., ИМСС УрО РАН; e-mail: lesnichiy@icmm.ru; ORCID: 0000-0003-1743-3526

Research article

Construction and comparison of experimental and calculated interferograms for two-dimensional transparent gas flow

S.A. Somov, A.S. Ivanov

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russian Federation

The numerical simulation made in this research serves as a methodological and proof basis for the previously performed experiments on steady-state thermoconcentration convection in gas mixtures of dry air and undecane or water vapor. Experimental data were obtained by two methods: a thermocouple method for quantitative description of the heat flux and holographic interferometry for qualitative visualization of the transparent gas motion (as an alternative to the particle image velocimetry). Convection due to the simultaneous action of vapor concentration and temperature gradients is described by the ratio of the concentration Rayleigh number for the gas mixture and the thermal Rayleigh number for dry air at the same temperature. The quantitative data from thermocouple measurements are interpreted under the assumption of a single-vortex quasi-two-dimensional flow in a rectangular convective cell of dimensions $15 \times 15 \times 320$ mm. The aim of the work is to verify and validate the flow of this type by comparing the experimental and calculated interferograms (light refractive index surface) obtained from numerical simulations of thermal convection of dry air. The boundary conditions and geometry of the problem correspond to the experimental conditions. The equations of thermal convection in the Boussinesq approximation are written in the formulation of the two-field approach. The system of differential equations is solved numerically using a grid method by means of a program written in the Python programming language. The experimental interferograms were processed manually in a graphic editor. A direct comparison of about fifty pairs of coinciding experimental and calculated interferograms relating to the same values of temperatures of the heater and cooler of the cell was performed. The comparison of the calculated data and measurements confirmed the correctness of prediction of a single-vortex two-dimensional convective gas flow.

Keywords: free convection, holographic interferometry, grid method, two-dimensional flow

Received: 03.04.2025 / **Published online:** 30.07.2025

References

1. Isachenko V.P., Osipova V.A., Sukomel A.S. Teploperedacha. Moscow: Energoizdat, 1981. 416 p.
2. Gershuni G.Z., Zhukhovitskii E.M. Convective stability of incompressible fluids. Jerusalem: Keter Publishing House, 1976. 330 p.
3. Tyulkina I.V., Goldobin D.S. Synchronization of convective currents of a two-component fluid in adjacent porous cells. Bulletin of Perm University. Physics. 2023. No. 2. P. 59–68. DOI: 10.17072/1994-3598-2023-2-59-68
4. Théry A., Le Nagard L., Ono-dit-Biot J.-C., Fradin C., Dalnoki-Veress K., Lauga E. Self-organisation and convection of confined magnetotactic bacteria. Scientific Reports. 2020. Vol. 10. 13578. DOI: 10.1038/s41598-020-70270-0
5. Denisova M.O., Kostarev K.G. The effect of Marangoni convection on mass transfer in a rising droplet with surface reaction. Journal of Physics: Conference Series. 2022. Vol. 2317. 012023. DOI: 10.1088/1742-6596/2317/1/012023
6. Maryshev B.S. Concentration convection in a closed porous domain at a given vertical concentration difference and when accounting for impurity immobilization. Computational Continuum Mechanics. 2024. Vol. 17, no. 1. P. 60–74. DOI: 10.7242/1999-6691/2024.17.1.6
7. Baidulov V.G., Matyushin P.V., Chashechkin Y.D. Evolution of the diffusion-induced flow over a sphere submerged in a continuously stratified fluid. Fluid Dynamics. 2007. Vol. 42. P. 255–267. DOI: 10.1134/S001546280702010X
8. Kozlov V., Rysin K., Vjatkin A. Thermal Vibrational Convection in a Rotating Plane Layer. Microgravity Science and Technology. 2022. Vol. 34. 62. DOI: 10.1007/s12217-022-09975-y
9. Kozlov N.V. Direct numerical simulation of double-diffusive convection at vibrations. Computational Continuum Mechanics. 2023. Vol. 16, no. 3. P. 277–288. DOI: 10.7242/1999-6691/2023.16.3.24
10. Denisova M.O., Zuev A.L., Kostarev K.G. Oscillatory modes of concentration convection. Physics-Uspekhi. 2022. Vol. 65. P. 767–788. DOI: 10.3367/UFN.2021.07.039030

11. *Turner J.S.* Salt fingers across a density interface. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*. 1967. Vol. 14, no. 5. P. 599–611. DOI: 10.1016/0011-7471(67)90066-6
12. *Aleksandrov I.S., Gerasimov A.A., Grigor'ev B.A.* Using fundamental equations of state for calculating the thermodynamic properties of normal undecane. *Thermal Engineering*. 2011. Vol. 58. P. 691–698. DOI: 10.1134/S0040601511080027
13. *Somov S.A., Ivanov A.S.* Experimental study of thermoconcentration convection in air–water and air–undecane mixtures. *Physics of Fluids*. 2024. Vol. 36, no. 10. 104104. DOI: 10.1063/5.0222889
14. *Somov S.A., Ivanov A.S.* Experimental Setup for Studying Thermosolutal Convection in Moist Air. *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. 2019. Vol. 581. 012016. DOI: 10.1088/1757-899X/581/1/012016
15. *Somov S.A., Ivanov A.S.* Experimental Study of Dehumidified Air Convection by Holographic and Thermocouple Methods. *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. Vol. 1945. 012055. DOI: 10.1088/1742-6596/1945/1/012055
16. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* *Fluid Mechanics*. Vol. 6. Headington Hill Hall: Pergamon Press, 1987. Course of Theoretical Physics
17. *Silveston P.L.* Wärmedurchgang in waagerechten Flüssigkeitsschichten. *Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens A*. 1958. Vol. 24. P. 59–69. DOI: 10.1007/BF02557095
18. *Shaposhnikov I.G.* K teorii konvektivnykh yavleniy v binarnoy smesi. *Prikladnaya matematika i mekhanika*. 1953. Vol. 17. P. 604–606.
19. *Pshenichnikov A.F., Pinyagin A.Y., Polezhayev V.I., Fedyushkin A.I., Shaydurov G.F.* Termokontsentratsionnaya konvektsiya v pryamougol'noy oblasti pri bokovykh potokakh tepla i massy: tech. rep. / Ural Scientific Center of Academy of Sciences of USSR. Sverdlovsk, 1985. P. 53.
20. *Corvaro F., Paroncini M.* A numerical and experimental analysis on the natural convective heat transfer of a small heating strip located on the floor of a square cavity. *Applied Thermal Engineering*. 2008. Vol. 28, no. 1. P. 25–35. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2007.03.018
21. *Corvaro F., Paroncini M.* An experimental study of natural convection in a differentially heated cavity through a 2D-PIV system. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2009. Vol. 52, no. 1/2. P. 355–365. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.05.039
22. *Vasiliev A.Y., Popova E.N., Sukhanovskii A.N.* The flow structure in a laboratory model of atmospheric general circulation. *Computational Continuum Mechanics*. 2023. Vol. 16, no. 3. P. 321–330. DOI: 10.7242/1999-6691/2023.16.3.27
23. *Hauf W., Grigull U.* Optical Methods in Heat Transfer. *Advances in Heat Transfer*. 1970. Vol. 6. P. 133–366. DOI: 10.1016/S0065-2717(08)70151-5
24. *Tarunin E.L.* Vychislitel'nyy eksperiment v zadachakh svobodnoy konveksii. Irkutsk: Irkutsk University Press, 1990. 228 p.