# Математическое моделирование физических процессов

Научная статья
УДК 532.517
DOI: https://doi.org/10.18721/JPM.19202

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ, СФОРМИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАВУЧЕЙ СТРУЕЙ

**К. К. Ермакова, М. А. Засимова, Н. Г. Иванов** ✉

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

✉ ivanov_ng@spbstu.ru

**Аннотация.** Представлены результаты численного моделирования распространения вихревых облаков, сформированных импульсной турбулентной плавучей струей, для числа Рейнольдса Re = $1{,}5 \cdot 10^4$, параметра $P = 3{,}65$ и числа Грасгофа Gr = $3{,}9 \cdot 10^5$. Была принята модель трехмерного турбулентного течения, описываемого нестационарными уравнениями Рейнольдса. Угол α между направлениями подачи струи и гравитационной силы варьировался в диапазоне от 0° до 180°. Движение вихревого облака прослеживалось вплоть до момента, когда максимальное значение скорости в облаке становилось равным 3,5% от входной скорости. Для различных значений α получены степенные зависимости, описывающие распространение вихревого облака вдоль направления подачи струи и падение максимальной скорости и температуры в облаке.

**Ключевые слова:** смешанная конвекция, вихревое облако, импульсная струя, численное моделирование

**Финансирование:** Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 24-19-00437).

**Для цитирования:** Ермакова К. К., Засимова М. А., Иванов Н. Г. Исследование вихревых течений, сформированных импульсной турбулентной плавучей струей // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2026. Т. 19. № 2. С. 16–26. DOI: https://doi.org/10.18721/JPM.19202

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/)

Original article
DOI: https://doi.org/10.18721/JPM.19202

## STUDY OF VORTEX FLOWS GENERATED BY A PULSED TURBULENT BUOYANT JET

**K. K. Ermakova, M. A. Zasimova, N. G. Ivanov** ✉

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

✉ ivanov_ng@spbstu.ru

**Abstract.** In the paper, the results of numerical modeling of the formation and propagation of vortex structures generated by a pulsed turbulent buoyant jet have been presented for the Reynolds number Re = $1.5 \times 10^4$, the parameter $P = 3.65$, and the Grashof number Gr = $3.9 \times 10^5$. A three-dimensional turbulent flow model based on the unsteady Reynolds equations was adopted. The angle α between the jet and gravity directions was varied from 0° to 180°. The vortex cloud movement was tracked up to the moment when the maximum velocity value in the cloud became equal to 3.5% of the inlet velocity. For various α values, the

© Ермакова К. К., Засимова М. А., Иванов Н. Г., 2026. Издатель: Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого.

power-law relationships describing the propagation of the vortex cloud and a decrease in the maximum velocity value and temperature within the cloud were obtained.

**Keywords:** mixed convection, turbulent puff, pulsed jet, numerical simulation

**Funding:** The reported study was funded by Russian Science Foundation (Grant No. 24-19-00437).

**For citation:** Ermakova K. K., Zasimova M. A., Ivanov N. G., Study of vortex flows generated by a pulsed turbulent buoyant jet, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 19 (2) (2026) 16–26. DOI: https://doi.org/10.18721/JPM.19202

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/)

## Введение

В природе и технике широко распространены турбулентные струйные течения, возникающие при истечении жидкости или газа через отверстие за счет наложенного перепада давления. Динамика турбулентных струй на протяжении многих лет изучалась экспериментально и теоретически [1, 2]. Результаты исследований турбулентных струй имеют широкий спектр приложений; в частности, их можно использовать при проектировании систем вентиляции помещений, где приточные струи играют определяющую роль в формировании воздухораспределения, а также распределения теплоты, влажности и концентрации примесей [3]. В прикладных задачах вентиляции помещений влияние на воздухораспределение оказывают источники тепловыделения (в ряде случаев оно сопоставимо с эффектом подачи приточного воздуха); под воздействием этих источников развивается свободная конвекция [4].

При организации воздухообмена в помещениях приточный воздух обычно подается с постоянным расходом. Анализу закономерностей развития турбулентных струй при стационарных входных условиях посвящен основной массив исследований вентиляционных течений. Ввиду повышения требований к чистоте воздушной среды и параметрам теплового комфорта, обычно предлагаются новые технические решения; одно из них состоит в организации подачи приточного воздуха с переменным расходом, изменяющимся плавно или ступенчато. Предполагается, что при определенных условиях нестационарная подача приточного воздуха может повысить эффективность вентиляции [5]. Эффекты нестационарной подачи приточных струй подробно обсуждаются в обзорной работе [6], где приведено краткое описание проведенных исследований, представлены доступные технические решения и сделан вывод о необходимости всестороннего изучения фундаментальных аспектов нестационарной вентиляции.

В настоящей работе рассматривается модельная задача об однократном (импульсном) выдуве среды в затопленное пространство. Вихревое кольцо [7 – 9] относится к наиболее известным течениям; оно возникает в результате импульсного выдува, однако помимо вихревых колец могут формироваться вихревые облака и нестационарные струи, что зависит от продолжительности истечения и скорости истекающей среды. Согласно сведениям в статье [8], вихревые структуры, формируемые при импульсной подаче струи, характеризуются безразмерным параметром

$$P = (L_0/d)^{1/3},$$

где $d$ – диаметр отверстия, через которое подается струя; $L_0$ – протяженность «жидкого поршня» при выдуве ($L_0 = V_0 t_0$); при этом $t_0$, $V_0$ – время выдува струи и скорость подачи среды через это отверстие.

Параметр $P$ можно трактовать как линейный масштаб объема, добавленного импульсной струей во внешнюю среду, отнесенный к диаметру отверстия. Вихревые облака образуются при $1{,}6 < P < 8$. При меньших значениях $P$ наблюдается формирование вихревых колец, при бóльших – нестационарных струй.

Экспериментальное моделирование турбулентных вихревых облаков [10, 11], которое базируется на методике многократного повторения импульсного выдува среды и

© Ermakova K. K., Zasimova M. A., Ivanov N. G., 2026. Published by Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University.

осреднения контролируемых параметров облака по ансамблю событий, позволило установить ряд важных, теоретически предсказанных [7] автомодельных свойств распространения турбулентных облаков во времени.

Численному исследованию формирования и движения турбулентных вихревых облаков в изотермических условиях посвящена работа [12], в которой задача решена в осесимметричной постановке. В этой работе, в частности, было показано, что течение при импульсной подаче струи можно разделить на две фазы: начальную, включающую истечение струи и образование вихревого облака, и последующую – автомодельности, на которой профили скорости в уже сформировавшемся вихревом облаке в последовательные моменты времени подобны друг другу. В результате расчетов были определены длительности этих фаз. Позднее, в статье [13], в осесимметричной постановке численно моделировалось распространение импульсной газокапельной струи; при этом в диапазоне определяющих параметров, рассмотренном в статье, было получено соответствие структуре течения однофазного потока.

В экспериментальных исследованиях, представленных в статье [10], детально изучено движение вихревых структур на удалении от источника распространения струи (фаза автомодельности). Было показано, что в изотермических условиях изменение положения вихревого облака во времени осуществляется по степенной зависимости: $At^B$, где $B = 0{,}25$. Изменение во времени скорости перемещения вихревого облака также происходит по степенной зависимости, при этом показатель степени $B = -0{,}75$. Данные параметрических расчетов в работе [12] также аппроксимировались указанными степенными зависимостями.

В отличие от статьи [12], в настоящей работе представлены данные численного моделирования неизотермического течения, возникающего при импульсной подаче в затопленное пространство одиночной плавучей струи. Параметрически исследовано влияние направления подачи струи относительно гравитационной силы на структуру формируемого вихревого течения.

## Постановка задачи и метод решения

Аналогично постановке задачи в нашей статье [12], в данном случае рассматривается течение несжимаемой среды в полупространстве, ограниченном непроницаемой твердой стенкой (рис. 1), однако задача ставится как трехмерная.

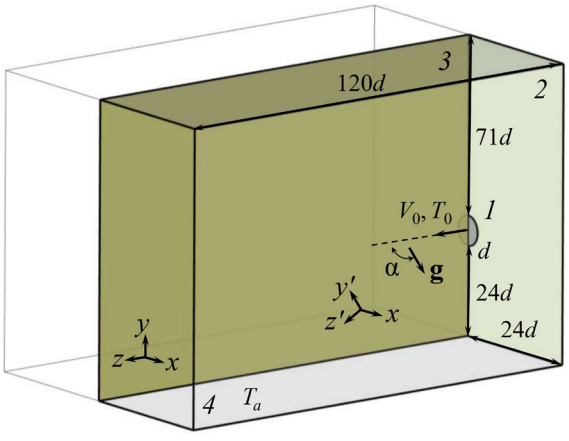



Рис. 1. Схема расчетной области: *1* – входное отверстие, *2* – стенка, *3* – плоскость симметрии, *4* – проницаемая граница;
$d$ – диаметр входного отверстия воздушной струи; α – угол подачи струи относительно силы тяжести; значения параметров $V_0$, $T_0$, $T_a$ и α даны в тексте; **g** – ускорение свободного падения

На стенке расположено круглое отверстие *1* диаметром $d$ (при постановке расчетов в размерном виде $d = 0{,}05$ м), из которого по нормали к твердой поверхности *2* вытекает импульсная струя воздуха. Начало системы координат расположено в центре отверстия, ось $z$ направлена в пространство по нормали к ограничивающей стенке. Предполагается симметрия течения относительно среднего сечения приточного отверстия, так что на границе *3* ($x = 0$) задано условие симметрии. Остальные границы расчетной области *4* являются открытыми (проницаемыми). Размеры расчетной области составляют $24d \times 101d \times 120d$.

В начальный момент времени $t = 0$ среда покоится, ее температура $T_a$ задана постоянной. В промежуток времени $0 \le t \le t_0$ из отверстия вытекает среда с постоянной скоростью $V_0$ и температурой $T_0$. При постановке расчетов в размерном виде приняты следующие значения параметров:

$$V_0 = 4{,}28 \text{ м/с}, \; t_0 = 0{,}57 \text{ с}, \; \Delta T = T_0 - T_a = 20 \text{ K}, \; T_a = 293 \text{ K}.$$

Эффекты плавучести учитываются в приближении Буссинеска: значение величины $\beta\Delta T$ ($\beta$ – коэффициент теплового расширения) составляет менее 0,07. Угол $\alpha$ между направлениями подачи струи и гравитационной силы (см. рис. 1) варьируется в диапазоне от 0 до 180° (при $\alpha = 0°$ струя подается по направлению гравитационной силы). Для последующей обработки данных введены дополнительные координатные оси ($x'$, $y'$, $z'$) таким образом, что $x' = x$, а ось $y'$ направлена против гравитационной силы.

Задача определяется тремя безразмерными параметрами:

число Рейнольдса $\mathrm{Re} = V_0 d/\nu = 1{,}5 \cdot 10^4$,

параметр $P = (V_0 t_0/d)^{1/3} = 3{,}65$,

число Грасгофа $\mathrm{Gr} = g\beta d^3 \Delta T/\nu^2 = 3{,}9 \cdot 10^5$.

Отметим, что эти параметры определены по значениям физических величин, соответствующим фазе истечения импульсной струи; значение числа Ричардсона $\mathrm{Ri} = \mathrm{Gr}/\mathrm{Re}^2$ при этом много меньше единицы, что свидетельствует о преобладании на данном этапе вынужденной конвекции. В последующих фазах течения, по мере падения характерной скорости вихревого облака, значения Ri близки к единице.

В расчетах использовалась квазиструктурированная расчетная сетка, размерность которой составила 540 тыс. ячеек. При пространственной дискретизации использовалась топология *O*-сетки; обеспечивалось сгущение к входному отверстию вдоль радиального и осевого направлений; во входном отверстии вдоль окружного направления размещалось 44 ячейки, в радиальном – 22. Была исследована чувствительность решения к размерности расчетной сетки: при увеличении числа ячеек сетки в 2 раза по каждому направлению, характеристики вихревых структур слабо изменяются, что позволяет сделать вывод о слабой сеточной зависимости решения, полученного на базовой сетке.

Задача решалась численным методом с использованием гидродинамического пакета ANSYS Fluent; при проведении параметрических расчетов привлекались ресурсы суперкомпьютерного центра «Политехнический» (scc.spbstu.ru). Моделирование нестационарного турбулентного течения и теплопереноса выполнено методом решения нестационарных уравнений Навье – Стокса, осредненных по Рейнольдсу (*англ.* Unsteady Reynolds-Averaged Navier–Stokes (URANS)). Для замыкания системы уравнений Рейнольдса использовалась стандартная $k$–$\varepsilon$-модель турбулентности. На входе в расчетную область задавались постоянные значения турбулентной вязкости ($\nu_{t_0}/\nu = 10$) и интенсивности турбулентности ($I_0 = 5\%$), которые в коде пересчитывались во входные значения $k$ и $\varepsilon$. Эти условия соответствуют умеренному уровню турбулентности вблизи входного отверстия. Турбулентное число Прандтля Pr задано равным 0,9. Использовались схемы дискретизации второго порядка точности по пространству и времени. Шаг по времени составил $0{,}086 V_0/d$. Продолжительность расчетов составила около 3 тыс. конвективных времен $t' = tV_0/d$.

## Описание движения и параметров вихревого облака

Особенности движения вихревой структуры, сформированной импульсной струей, рассматриваются на примере варианта со значением угла подачи струи относительно силы тяжести $\alpha = 120°$. На начальной фазе движения и формирования вихревого облака (при значениях $t'$, меньших 80) структура течения аналогична описанной в статье [10], благодаря преобладающей роли вынужденной конвекции. Вклад естественной конвекции проявляется при значениях $t'$, больших 80. Соответственно, в настоящей работе анализ структуры течения проводится для основной фазы движения вихревого облака, после завершения его формирования.

На рис. 2 показаны поля модуля скорости, модуля завихренности и температуры в три момента времени от начала подачи импульсной струи: $t' = 86$, 600 и 2910. Значения скорости отнесены к значению максимального модуля скорости в данный момент времени $|\mathbf{V}_c|$. За центр вихревого облака принята точка $C$ $(0, y_c, z_c)$, в которой модуль скорости в данный момент времени максимален. Значения модуля завихренности отнесены к максимальной завихренности в данный момент времени $\Omega_{\max}$. Величина температуры $\theta = (T - T_a)/(T_{\max} - T_a)$ нормирована на перепад между максимальной температурой в вихревом облаке $T_{\max}$ (в данный момент времени) и температурой окружающей среды.

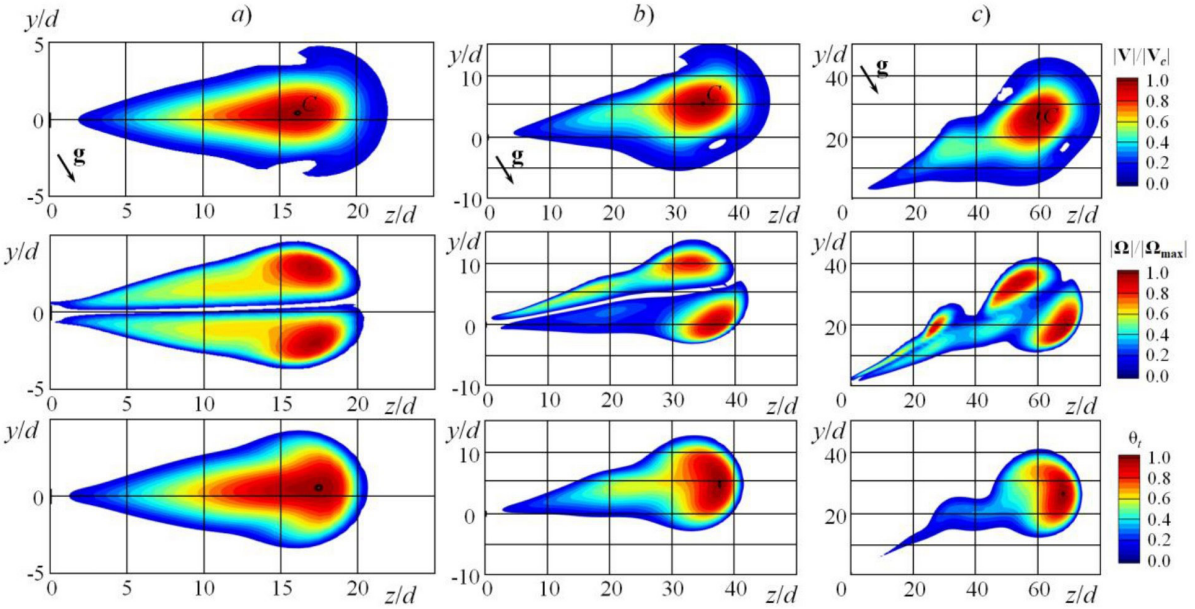



Рис. 2. Рассчитанные поля модуля скорости (верхний ряд), завихренности (средний ряд) и температуры (нижний ряд) в различные моменты времени $t'$: 86 (*a*), 600 (*b*) и 2910 (*c*). Вариант α = 120°

В момент времени $t' = 86$ вихревая структура, которую характеризует поле завихренности, вытянута в направлении подачи струи, но ее форма постепенно приближается к сферической (см. рис. 2, *a*); повышенные значения Ω локализованы в области размерами примерно $8d \times 8d \times 10d$. Центр вихревого облака лишь незначительно смещен относительно оси подачи импульсной струи (его положение удалено от оси менее, чем на $d$). К этому моменту времени максимальная скорость снижается примерно на 75% относительно скорости подачи струи $V_0$, а перепад $(T_{\max} - T_a)$ – на 78%, по сравнению с перепадом $(T_0 - T_a)$.

При $t' = 600$ характерные размеры вихревого облака становятся равными $15d \times 15d \times 15d$, при этом оно заметно смещено относительно первоначального направления: положение максимума скорости находится на расстоянии $5d$ от оси импульсной струи (см. рис. 2, *b*). Поля завихренности несимметричны относительно центра вихревой структуры: в нижней части облака значения больше, чем в верхней. Интенсивность вихревого облака к этому моменту времени заметно ослабевает: максимум модуля скорости $|\mathbf{V}_c|$ составляет около 5% от скорости $V_0$, а перепад температуры – менее 3% от начального.

К моменту времени $t' = 2910$ размеры облака увеличиваются еще примерно в 2 раза по каждому направлению и составляют $30d \times 30d \times 30d$ (см. рис. 2, *c*). Интенсивность движения продолжает падать: продольная и поперечная компоненты скорости сопоставимы и составляют не более 2% от входной скорости. На представленных полях виден тепловой шлейф вихревого облака, движущийся еще медленнее и, по сути, отделенный от облака.

Необходимо отметить, что численное моделирование дальнейшей эволюции облака, вплоть до его полной остановки, некорректно осуществлять на основе URANS-подхода; для расчетов затухания турбулентного движения необходимо привлекать вихреразрешающие подходы, что выходит за рамки настоящей работы.

Изменение положения вихревого облака во времени и пространстве проиллюстрировано на рис. 3. Наблюдение за положением центра облака (сплошная линия) начинается с момента, когда он отстоит примерно на три калибра ($3d$) от приточного отверстия ($t' \approx 50$). По окончании формирования вихревого облака, когда завершается быстрое удаление точки $z_c$ от источника (при $t' > 100$), кривая траектории центра облака (см. рис. 3, *a*, зависимость $y_c(z_c)$) начинает отклоняться от направления подачи струи; при этом функция $y_c(z_c)$ близка к кубической вплоть до значений $t'$ порядка $10^3$.

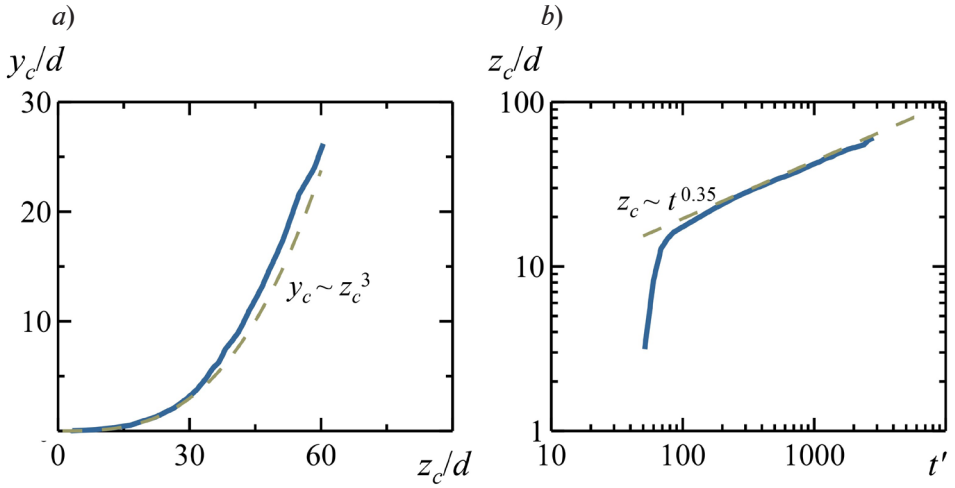



Рис. 3. Изменение положения максимума скорости вихревого облака в пространстве (*a*) и во времени (*b*). Пунктирами показаны графики аппроксимирующих функций

На интервале $100 < t' < 1000$ зависимость $z_c(t)$ принимает степенной характер с показателем 0,35; отметим, что для распространения изотермического вихревого облака (согласно результатам статьи [10]) показатель степени на автомодельном участке должен быть равным 0,25. При бóльших значениях $t'$ ($t' > 1000$), т.е. на этапе медленного затухания облака (низкая скорость дрейфа), наблюдается некоторое отклонение от указанных степенных зависимостей. За расчетный промежуток времени центр вихревого облака сместился весьма существенно: крайнее положение (поля, показанные на рис. 2, *c*) соответствует точке (0, 27*d*, 60*d*).

Изменение скорости вихревого облака показано на рис. 4, где приведены графики эволюции максимальных значений модуля скорости $|\mathbf{V}_c|(t)$, а также ее продольной ($V_{c,z}(t)$) и поперечной ($V_{c,y}(t)$) компонент. Штриховые линии на рис. 4, *a* иллюстрируют изменение $|\mathbf{V}_c|(t)$ по степенным зависимостям с показателями −0,75 и −0,40. В отличие от изотермического случая [10], где поведение $V_c(t)$ на автомодельном участке описывается степенной зависимостью с фиксированным показателем −0,75, для ситуации с плавучей импульсной струей такое поведение проявляется только на участке $100 < t' < 600$, когда продольная скорость много больше поперечной (см. рис. 4, *b*). При бóльших $t'$ значения $V_{c,z}(t)$ и $V_{c,y}(t)$ сближаются, а кривая изменения во времени модуля максимальной скорости $|\mathbf{V}_c|(t)$ отклоняется от прежней закономерности и следует новой, которая описывается степенной зависимостью с показателем степени, равным –0,4.

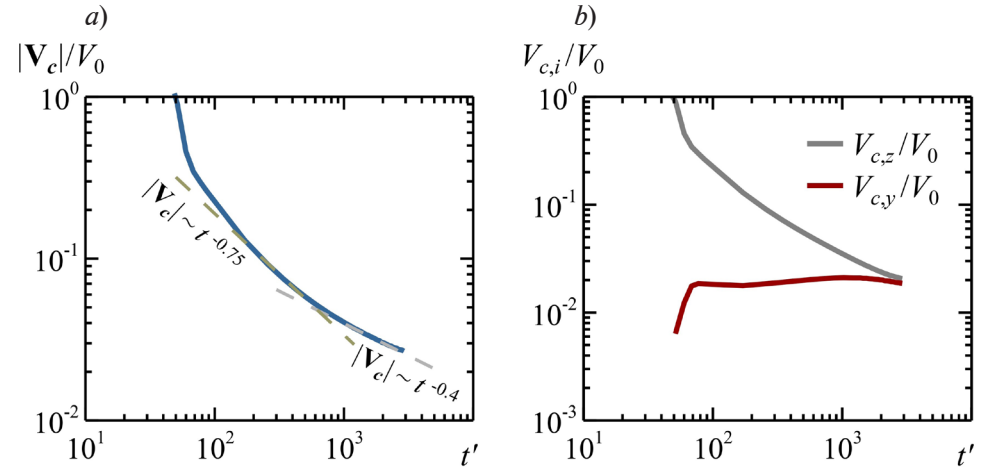



Рис. 4. Расчетная временная динамика модуля максимальной скорости вихревого облака (*a*), а также ее продольной и поперечной компонент (*b*)

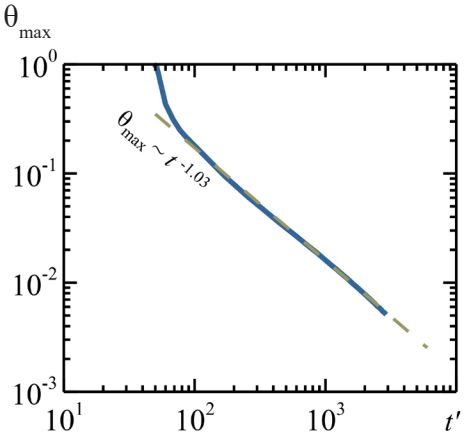



Рис. 5. Изменение во времени максимальной температуры в вихревом облаке. Аппроксимация участка зависимости степенной функцией показана пунктирной прямой

Изменение во времени характерной температуры в вихревом облаке приведено на рис. 5, где представлены данные для нормированной максимальной температуры

$$\theta_{\max} = (T_{\max} - T_a)/(T_0 - T_a),$$

т.е. перепада (нормирован на исходный температурный перепад $T_0 - T_a$) между максимальной в данный момент температурой в облаке и температурой окружающей среды $T_a$.

Для рассмотренного интервала времени зависимость $\theta_{\max}(t)$ – степенная, с показателем –1,03. При значении $t' \approx 1400$ максимальный перепад температуры $T_{\max} - T_a$ составляет 1% от исходной величины $T_0 - T_a$.

Максимальное значение модуля скорости в облаке при этом уменьшилось менее существенно и составляет 3,5% от скорости подачи струи. Стоит повторить, что изучение дальнейшего движения облака с преобладающей ролью естественной конвекции выходит за рамки настоящей работы.

**Зависимость движения вихревого облака от направления подачи импульсной струи**

В этом разделе представлены результаты параметрических расчетов, выполненных для 7 вариантов, которые различаются значениями угла α между направлениями подачи струи и гравитационной силы (угол α варьировался в интервале от 0 до 180° с шагом 30°). Для каждого из вариантов рассмотрены временные выборки $t' < t'_{3,5\%}$, где $t'_{3,5\%}$ – момент времени, когда максимальное значение модуля скорости $|\mathbf{V}_c|$ становится равным 3,5% от входной скорости. В зависимости от варианта, значения $t'_{3,5\%}$ составили от 340 (α = 0°) до $2 \cdot 10^3$ (α = 180°). Для всех 7 вариантов на рис. 6, *a* показаны траектории движения вихревых облаков (кривые, иллюстрирующие изменение положения максимального значения скорости) в координатах $(x', y', z')$, а на рис. 6, *b* – распределения модуля скорости в последний момент времени представленной выборки $t' = t'_{3,5\%}$. Видно, что при α = 0° и 180° вихревое облако движется вдоль оси подачи импульсной струи; для остальных значений угла α вихревое облако под действием сил плавучести отклоняется от этого направления. С увеличением угла α длина траектории, пройденной облаком до выбранного уровня затухания, постепенно растет, соответственно возрастает и его размер (см. рис. 6, *b*).

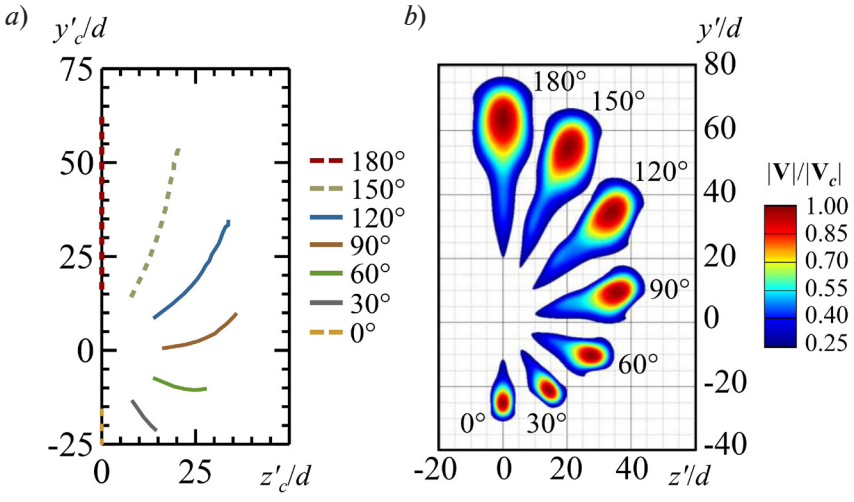



Рис. 6. Результаты параметрических расчетов для различных значений угла α: *a* – траектории движения центра облака, *b* – распределения модуля скорости в момент времени $t' = t'_{3,5\%}$ (см. пояснения в тексте)

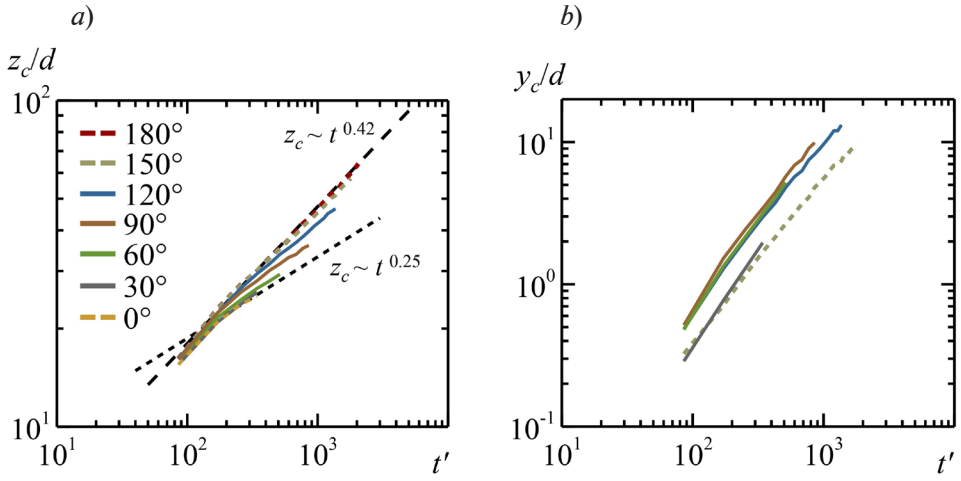



Рис. 7. Изменение положения центра вихревого облака во времени для вариантов с различными значениями α (угол подачи струи относительно силы тяжести)

На рис. 7 приведены графики изменения положения центра вихревого облака во времени для семи рассчитанных вариантов (графики построены в осях, связанных с направлением подачи струи). На семейство кривых $z_c(t)$, иллюстрирующее распространение облака вдоль направления подачи струи, нанесены две штриховые линии, аппроксимирующие данные расчетов предельными степенными зависимостями (см. рис. 7, *a*). При α = 0°, когда струя подается в направлении силы тяжести, расчетные данные аппроксимируются степенной зависимостью с показателем 0,25, что соответствует изотермическому случаю [12]. В другом предельном случае, когда импульсная струя подается вверх и гравитационная сила способствует его ускорению (при α = 180°), расчетные данные аппроксимируются степенной зависимостью с показателем 0,42. Кривые $y_c(t)$ на рис. 7, *b*, иллюстрирующие смещение вихревого облака от направления подачи струи, расслаиваются: самое большое смещение наблюдается при подаче струи перпендикулярно направлению гравитационной силы (при α = 90°). Несколько ниже этой кривой лежат графики, описывающие постепенное смещение центра вихревого облака при α = 60° и 120°. Более заметно различие кривых, построенных по данным для α = 30° и 150°: в этих случаях вихревое облако смещается от оси медленнее.

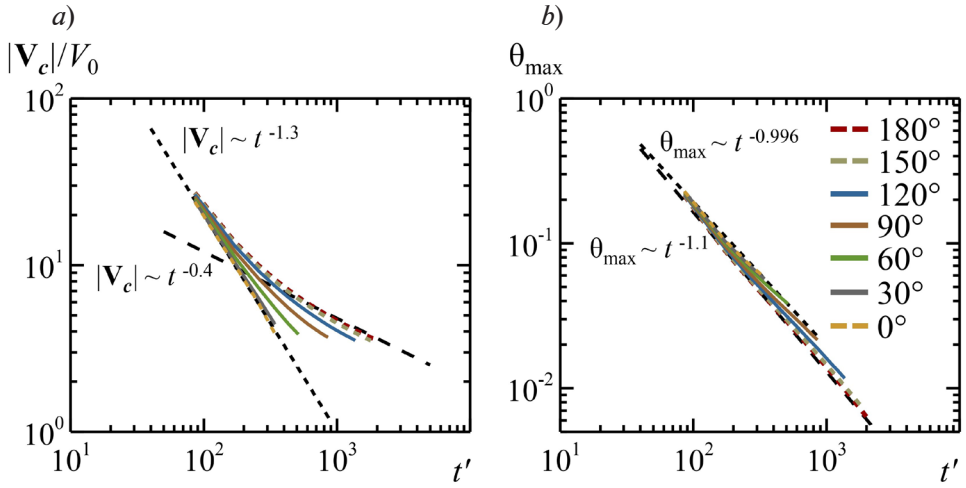



Рис. 8. Изменение во времени максимальных нормированных значений скорости (*a*) и температуры (*b*) для вариантов с различными значениями угла α.
Линии, аппроксимирующие данные расчетов предельными степенными зависимостями (при α = 0° и α = 180°), показаны пунктирными линиями

Кривые, отражающие изменение во времени максимальной скорости и нормированной максимальной температуры вихревого облака, показаны на рис. 8. Как и на рис. 7, *а*, на семейства кривых нанесены штриховые линии, аппроксимирующие данные расчетов предельными степенными зависимостями (при $\alpha = 0°$ и $\alpha = 180°$). Для варианта $\alpha = 0°$ замедление движения облака происходит быстрее всего, что неудивительно: сила плавучести оказывает заметный тормозящий эффект. Изменение $V_c(t)$ при этом аппроксимируется степенной зависимостью с показателем степени –1,3. Напротив, при $\alpha = 180°$ сила плавучести ослабляет торможение облака и скорость $V_c(t)$ снижается со временем по степенной зависимости с показателем –0,4. Различия в особенностях падения характерной температуры облака между вариантами проявляются не так существенно: все кривые лежат близко друг к другу, и показатели степенных зависимостей меняются в диапазоне от –0,996 при $\alpha = 0°$ до –1,100 при $\alpha = 180°$.

## Заключение

В результате проведенного исследования представлены результаты трехмерного URANS-моделирования неизотермического течения, сформированного при импульсной подаче в затопленное пространство одиночной плавучей струи. Показано, что на начальной фазе движения и формирования вихревого облака, длительность которой составляет менее 100 безразмерных единиц времени, преобладает роль вынужденной конвекции; при бóльших значениях времени вклад естественной конвекции оказывается существенным.

Анализ структуры течения проведен для основной фазы движения вихревого облака вплоть до момента времени, когда максимальное значение модуля скорости $|\mathbf{V}_c|$ становится равным 3,5% от его входного значения.

Результаты параметрических исследований, в которых угол $\alpha$ между направлениями подачи струи и гравитационной силы варьировался в диапазоне от 0° до 180°, показали, что направление подачи плавучей импульсной струи существенно влияет на траекторию распространения вихревого облака и скорость его затухания. Показано, что зависимость, описывающая распространение вихревого облака вдоль направления подачи струи, следует степенному закону; при этом показатель степени лежит в пределах от 0,25 (это соответствует изотермическому случаю), до 0,42 и определяется указанным направлением.

Падение максимальной скорости в вихревом облаке со временем также аппроксимируется степенными зависимостями с показателями от –1,3 до –0,4.

Различия в особенностях падения характерной температуры облака для разных значений $\alpha$ (угол подачи струи относительно силы тяжести) проявляются не так существенно: показатель степени для всех случаев близок к значению –1.

Дальнейшие исследования будут направлены на изучение особенностей движения вихревых структур при различных значениях параметра $P$, в том числе с привлечением вихреразрешающих подходов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Абрамович Г. Н., Гиршович Т. А., Крашенинников С. Ю. и др.** Теория турбулентных струй. Под ред. Г. Н. Абрамовича. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1984. 716 с.

2. **List E. J.** Turbulent jets and plumes // Annual Review of Fluid Mechanics. 1982. Vol. 14. January. Pp. 189–212.

3. **Гримитлин М. И.** Распределение воздуха в помещениях. Изд. 3-е, доп. и испр. СПб.: АВОК Северо-Запад, 2004. 320 с.

4. **Davies Wykes M. S., Chahour E., Linden P. F.** The effect of an indoor-outdoor temperature difference on transient cross-ventilation // Building and Environment. 2020. Vol. 168. 15 January. P. 10644.

5. **Fan M., Fu Z., Wang J., Wang Z., Suo H., Kong X., Li H.** A review of different ventilation modes on thermal comfort, air quality and virus spread control // Building and Environment. 2022. Vol. 212. 15 March. P. 108831.

6. **Mesenhöller E., Vennemann P., Hussong J.** Unsteady room ventilation – A review // Building and Environment. 2020. Vol. 169. February. P. 106595.

7. **Glezer A., Coles D.** An experimental study of a turbulent vortex ring // Journal of Fluid Mechanics. 1990. Vol. 211. February. Pp. 243–283.

8. **Shariff K., Leonard A.** Vortex rings // Annual Review of Fluid Mechanics. 1992. Vol. 24. January. Pp. 235–279.

9. **Ахметов Д. Г.** Вихревые кольца. Новосибирск: ГЕО, 2007. 151 с.

10. **Sangras R., Kwon O. C., Faeth G. M.** Self-preserving properties of unsteady round nonbuoyant turbulent starting jets and puffs in still fluids // ASME. Journal of Heat Transfer. 2002. Vol. 124. No. 3. Pp. 460–469.

11. **Ghaem-Maghami E., Johari H.** Concentration field measurements within isolated turbulent puffs // ASME. Journal of Fluids Engineering. 2007. Vol. 129. No. 2. Pp. 194–199.

12. **Засимова М. А., Рис В. В., Иванов Н. Г.** Численное моделирование формирования и движения турбулентных вихревых облаков // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2023. № 5. С. 57–69.

13. **Пахомов М. А., Терехов В. И.** Особенности распространения газокапельного турбулентного импульсного вихревого облака // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2024. № 4. С. 55–68.

## REFERENCES

1. **Abramovich G. N., Girshovich T. A., Krasheninnikov S. Iu., et al.,** The theory of turbulent jets, Ed. by G. N. Abramovich, 2-nd ed., Nauka Publishing, Moscow, 1984 (in Russian).

2. **List E. J.,** Turbulent jets and plumes, Ann. Rev. Fluid Mech. 14 (Jan) (1982) 189–212.

3. **Grimitlin M. I.,** Raspredeleniye vozdukha v pomeshcheniyakh [Indoor air distribution], Published by AVOK Severo-Zapad [Ventilation, Heating, air Conditioning Association (VHCA) of engineers in the North-West], Saint-Petersburg, 2004 (in Russian).

4. **Davies Wykes M. S., Chahour E., Linden P. F.,** The effect of an indoor-outdoor temperature difference on transient cross-ventilation, Build. Environ. 168 (15 Jan) (2020) 10644.

5. **Fan M., Fu Z., Wang J., et al.,** A review of different ventilation modes on thermal comfort, air quality and virus spread control, Build. Environ. 212 (15 March) (2022) 108831.

6. **Mesenhöller E., Vennemann P., Hussong J.,** Unsteady room ventilation – A review, Build. Environ. 169 (Febr) (2020) 106595.

7. **Glezer A., Coles D.,** An experimental study of a turbulent vortex ring, J. Fluid Mech. 211 (Febr) (1990) 243–283.

8. **Shariff K., Leonard A.,** Vortex rings, Ann. Rev. Fluid Mech. 24 (Jan) (1992) 235–279.

9. **Akhmetov D. G.,** Vortex rings, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2009.

10. **Sangras R., Kwon O. C., Faeth G. M.,** Self-preserving properties of unsteady round nonbuoyant turbulent starting jets and puffs in still fluids, ASME. J. Heat Transfer. 124 (3) (2002) 460–469.

11. **Ghaem-Maghami E., Johari H.,** Concentration field measurements within isolated turbulent puffs, ASME. J. Fluids Eng. 129 (2) (2007) 194–199.

12. **Zasimova M. A., Ris V. V., Ivanov N. G.,** Numerical simulation of the formation and motion of turbulent vortex clouds (puffs), Fluid Dyn. 58 (5) (2023) 882–893.

13. **Pakhomov M. A., Terekhov V. P.,** Distinctive features of propagation of a turbulent pulsed gas-droplet eddy cloud. Fluid Dyn. 59 (4) (2024) 687–699.

## СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

**ЕРМАКОВА Карина Константиновна** – *студентка Физико-механического института Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.*

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

karinak77777@mail.ru

**ЗАСИМОВА Марина Александровна** – *кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы прикладной математики и вычислительной физики Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.*
195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
zasimova_ma@spbstu.ru
ORCID: 0000-0002-4103-6574

**ИВАНОВ Николай Георгиевич** – *кандидат физико-математических наук, заведующий научно-исследовательской лабораторией гидродинамики, директор Физико-механического института Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.*
195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
ivanov_ng@spbstu.ru
ORCID: 0000-0001-9897-5401

## THE AUTHORS

**ERMAKOVA Karina K.**
*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
karinak77777@mail.ru

**ZASIMOVA Marina A.**
*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
zasimova_ma@spbstu.ru
ORCID: 0000-0002-4103-6574

**IVANOV Nikolay G.**
*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University*
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
ivanov_ng@spbstu.ru
ORCID: 0000-0001-9897-5401

*Статья поступила в редакцию 27.11.2025. Одобрена после рецензирования 08.12.2025. Принята 08.12.2025.*
*Received 27.11.2025. Approved after reviewing 08.12.2025. Accepted 08.12.2025.*

© Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 2026