

УДК 532.517.4; 536.24

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГАЗОКАПЕЛЬНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ИМПУЛЬСНОГО ВИХРЕВОГО ОБЛАКА

© 2024 г. М. А. Пахомов\*, В. И. Терехов\*\*

*Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия*

*\*e-mail: pma41976@yandex.ru*

*\*\* e-mail: terekhov@itp.nsc.ru*

Поступила в редакцию 05.03.2024 г.

После доработки 07.04.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

Представлены результаты численного моделирования формирования и движения в процессе выдува одиночной импульсной турбулентной газокапельной струи примерно соответствующим условиям кашля человека. Расчеты проведены при длительности импульса  $t = 0.6$  с и максимальной скорости газовой фазы  $20$  м/с при массовом содержании капель  $M_{L1} = 1\%$ . Капельная фаза в выходном сечении была монодисперсной, а начальный размер частиц в расчетах изменялся диапазоне  $D_1 = 5\text{--}30$  мкм. В начальный период движения внутри облака формируются две зоны повышенной завихренности: в слое смешения и в области торможения импульсной двухфазной струи. Наибольший уровень продольной скорости и кинетической энергии турбулентности достигается в период выдува импульса. В последующие моменты времени происходит монотонное уменьшение скорости и уровня турбулентности. Вихревое облако, образованное одиночным импульсом, существует довольно продолжительное время ( $t \approx 4$  с) и за это время успевает проникнуть в окружающем затопленном пространстве на дистанцию более  $3$  м.

*Ключевые слова:* импульсная газокапельная струя, вихревое облако, численное моделирование.

**DOI:** 10.31857/S1024708424040041, **EDN:** OYQTTI

Изучение движения турбулентных компактных вихревых облаков, движущихся вынужденно под воздействием единичного начального импульса, представляет фундаментальный и практический интерес [1–3]. Фундаментальное значение состоит в том, что вихревое облако является примером изолированного концентрированного вихря, изучению которого уделено внимание многих исследователей [4–7]. Практическое значение исследования таких течений обусловлено тем, что они встречаются в природных явлениях (извержение вулканов и движение термиком) и их использованием в практических процессах (горение, взрывы, тушение пожаров при различных техногенных авариях и т.д.). В последнее десятилетие крайне актуальным является изучение распространения и динамики переноса инфекции воздушно-капельным путем при обычных (дыхание, разговор и пение) и острых (кашель и чихание) респираторных процессах [8–11]. Наиболее важным, как с практической, так и с фундаментальной точек зрения, является исследование процесса распространения одиночного вихревого облака с аэрозольными каплями при кашле и чихании.

Одним из основных параметров, характеризующим процессы в таких течениях, является параметр, имеющий физический смысл отнесенного к диаметру отверстия линейного масштаба объема, добавленного импульсной струей во внешнюю среду  $P = (U_{m1}t_0/d)^{1/3}$  [5, 7, 12]. Здесь  $U_{m1} = \frac{1}{t_0} \frac{1}{A} \int_0^{t_0} \int_A U_1(t) dt dA$  – осредненная по времени цикла и сечению отверстия скорость потока,  $t_0$  – время цикла (время выдува),  $A$  – площадь выходного отверстия и  $d$  – его эквивалентный диаметр. По данным [5, 7] при  $P = 1.6\text{--}8$  формируется вихревое облако (кольцо) [1–6], и это соответствует условиям обычного выдоха при острых респираторных заболеваниях [7, 13], а случай истечения нестационарной импульсной струи ( $P > 8$ ) описывает процесс кашля [7, 13]. Тогда как в [14] предложено иное выражение для определения линейного масштаба объема  $P_1 = U_{m1}t_0/d$ .

Ранее проведенные измерения [15, 16] показали, что время выдоха воздуха при однократном цикле кашля составляет  $t_0 = 0.5-0.8$  с, при этом, в окружающее пространство выбрасывается от 0.6 до 1.6 л газо-парокапельной смеси. Временная зависимость расхода выдыхаемого воздуха имеет несимметричную колоколообразную форму с передним фронтом, более крутым по сравнению с задним [15]. Максимальная величина скорости истечения в процессе кашля достигает 20 м/с [15, 16]. При однократном кашле формируется нестационарная импульсная турбулентная струя с числом Рейнольдса, равным  $Re = U_{\max} d/\nu = (1-3) \times 10^4$ . Здесь  $U_{\max}$  – максимальная скорость истечения импульсной струи за период и  $\nu$  – кинематическая вязкость газа. Импульсная струя может распространяться в покоящейся среде на расстояние до семи метров [10–12]. При процессе кашля “выходное отверстие” имеет сложную форму, которую приближенно можно считать прямоугольной щелью, и ее форма и геометрические размеры изменяются во времени действия импульса [12]. Однако, по данным [15,16] с достаточной инженерной точностью такое “отверстие” можно считать круглым с эквивалентным диаметром  $d \approx 0.02$  м.

Начальный диаметр капель в выдыхаемом из легких газе изменяется в диапазоне от  $D_1 = 1-1000$  мкм [17]. По данным [18], более 80% капель, выделяемых при кашле человека, имеют размер менее 30 мкм. Диаметр капель является определяющим параметром и существенно образом влияет на их динамику и распространение в окружающем затопленном пространстве. Капли размером  $D_1 \geq 60$  мкм довольно быстро оседают при отсутствии спутного потока ветра на поверхность пола на расстоянии до 2 м от выходного сечения, расположенного на высоте от пола  $y \approx 1.6$  м [11, 18], а капли размером менее 60 мкм могут длительное время существовать в воздухе и попадать в дыхательные пути другого человека [10–12]. Предыдущие исследования (см. обзорные работы [10, 11]) показали, что большинство распыленных капель, выделяемых при кашле или чихании, переносятся влажным теплым турбулентным вихревым облаком. Расстояние, пройденное аэрозольными каплями, существенно зависит от их начального диаметра, параметров окружающего воздуха (температура и влажность), наличия спутного ветра и величины начального импульса [10,11]. Также отметим, что размер капель может уменьшаться за счет процесса их испарения и дробления и увеличиваться при их слиянии.

Авторы [16], используя URANS подход и  $k-\omega$  SST изотропную модель турбулентности [19], показали, что при отсутствии спутного ветра капли при одиночном кашле не могут распространяться на расстояния дальше 2 м и находиться в воздухе более 1 мин. Наличие спутного потока ветра (1–4.2 м/с) способствует значительному увеличению этого расстояния до 6 м.

В работе [20] используется эйлерово-лагранжево описание при моделировании движения и испарения капель, выделяемых при кашле. Для описания движения газа при распространении турбулентной импульсной струи применяются интегральные соотношения для свободных струй. Отметим также, что использование интегральных подходов при описании двухфазных импульсных струй требует отдельного обоснования. При выполнении численных расчетов в рамках лагранжева подхода используется модель [21]. Авторы [22] численно показали важность учета неоднородного поля влажности при моделировании испарения и движения капель, выделяемых при кашле. URANS расчеты с применением эйлерово-лагранжева подхода выполнены на коммерческом CFD пакете CFX. Авторами [22] была использована RNG  $k-\epsilon$  изотропная модель турбулентности. Очевидно, что гипотеза изотропной вязкости имеет свои ограничения при моделировании таких течений.

В последние несколько лет получили развитие методы моделирования таких течений с использованием методов прямого численного моделирования (DNS-метод) [23, 24] и моделирования крупных вихрей (LES-метод) [25]. Метод DNS позволяет полностью отказаться от дополнительных гипотез при решении нестационарных уравнений Навье–Стокса, но пока может быть применен для моделирования однократного воспроизведения кашля при числах Рейнольдса струи порядка  $10^4$  [24]. LES может быть использован для расчетов течений с большими числами Рейнольдса. Однако применение DNS и LES, особенно с учетом влияния дисперсной фазы на подсеточные напряжения в LES-методе, требует наличия высокопроизводительных вычислительных ресурсов суперкомпьютеров, что заметно ограничивает их применение для инженерных расчетов газокапельных импульсных струй.

Один из методов, позволяющих частично учесть сложные процессы смешения и анизотропию пульсаций скорости несущей фазы является использование моделей переноса компонент рейнольдсовых напряжений (SMC) [26]. Ранее успешное применение этого подхода было показано для моделирования двухфазных затопленных [27] и импульсных импактных [28, 29] струй.

Для описания динамики движения и теплообмена двухфазного потока используются два способа расчета: эйлеров (используемый в настоящей работе) и лагранжев. Лагранжев и эйлеров методы дополняют друг друга и имеют свои области применимости. При этом, как правило, преимущества одного из этих методов являются недостатками другого.

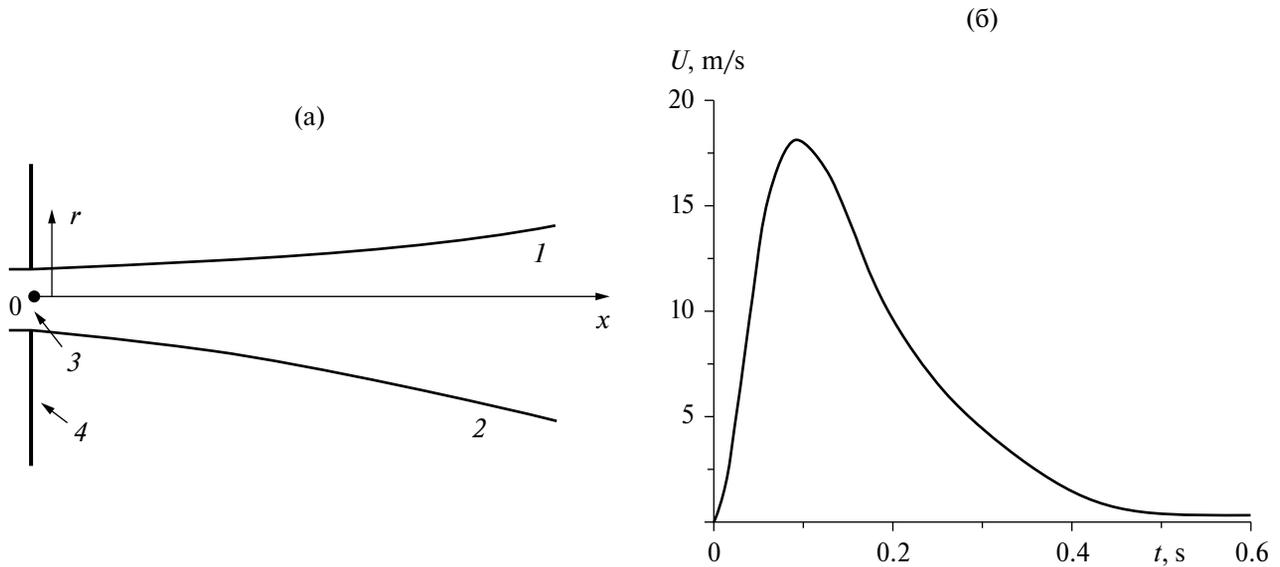
Лагранжев подход имеет известные преимущества при моделировании описания процесса распространения дисперсной фазы. Переход от результатов расчетов траекторий к распределениям параметров дисперсной фазы в физическом пространстве (например, при расчете концентрации капель) осуществляется путем осреднения этих результатов по контрольному объему эйлеровой сетки [13, 20, 21]. При расчетах динамики частиц в турбулентных потоках обычно используется классическая модель раздельного течения фаз (stochastic separated flow—SSF) [21], частично учитывающая стохастическое влияние турбулентности газа на движение частицы [30]. В качестве критерия генерации случайной составляющей скорости газа выбирается наименьшее из значений времени жизни вихря и времени взаимодействия частицы с турбулентным вихрем [30]. Это означает, что газовая фаза оказывает влияние на турбулентную дисперсию частиц только в точках, соответствующих моменту начала взаимодействия вдоль всей траектории движения дисперсной фазы. Взаимодействие рассматривается как дискретный процесс, поэтому для получения статистически достоверного решения вдоль траектории дисперсной фазы необходимо проводить большое количество вычислений траекторий частиц (порядка  $10^4$ ).

Другим подходом к расчету параметров дисперсной фазы является применение полного лагранжева метода [31, 32]. Данный метод основан на использовании системы дополнительных обыкновенных дифференциальных уравнений для компонент якобиана при переходе от эйлеровых переменных к лагранжевым. Концентрация дисперсной фазы вычисляется из уравнения неразрывности, записанного в лагранжевой форме [31, 32]. Данный подход исключает необходимость проведения осреднения траекторий частиц по малому физическому контрольному объему, а также существенно уменьшает необходимое число траекторий частиц и получить решение, не зависящее от формы и размера применяемой вычислительной сетки. Указанный подход используется авторами [31, 32] при описании широкого класса двухфазных течений с твердыми частицами и жидкими каплями для учета эффектов пересечения траекторий частиц и формирования областей с высокими локальными значениями концентрации частиц (складки и “каустики”) [24, 31–34], включая распространение межзвездной пыли в галактике [35].

Целью данной работы является исследование динамики распространения одиночного нестационарного вихревого облака в импульсной газок капельной струе с использованием URANS подхода для условий, соответствующих процессу кашля человека. В работе создана математическая модель, позволяющая определять глубину проникновения вихревого газок капельного облака в процессе его распространения в окружающей среде. В практической области получены результаты, позволяющие определять безопасную дистанцию от источника и динамику распространения вихревого облака с каплями жидкости, содержащими вирус, в процессе кашля человека. Эти данные представляют интерес и для производителей систем кондиционирования воздуха при разработке усовершенствованных устройств для создания комфортных и безопасных условий работы для человека.

## 1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

С использованием системы нестационарных осесимметричных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье—Стокса URANS, записанных с учетом влияния капель на процессы переноса в несущей фазе, решается задача о динамике двухфазной газок капельной импульсной струи с учетом межфазного тепломассопереноса. Динамика двухфазного потока описывается с применением эйлерова двухжидкостного подхода [36]. Схематическое представление течения приведено на рис. 1а. Турбулентность несущей фазы описывалась с использованием эллиптической модели переноса компонент рейнольдсовых напряжений [26], записанной с учетом наличия капель жидкости [37]. Для расчета пульсаций компонент скорости дисперсной фазы применяются кинетические уравнения, приведенные в [38, 39]. Объемная концентрация капель мала ( $\Phi_1 = M_{L1}\rho_1/\rho_{L1} < 2 \times 10^{-4}$ ) и они достаточно мелкие (начальный диаметр  $D_1 = 30$  мкм). Здесь  $M_{L1}$  — начальная массовая концентрация капель,  $\rho_1$  и  $\rho_{L1}$  — плотность газа и материала капель во входном сечении. В силу малости величины  $\Phi_1$  дробление и коалесценция капель в потоке не принимаются во внимание [27–29]. Газок капельный поток является несжимаемой средой с одним давлением. Основные уравнения URANS модели для двухфазного потока при наличии испаряющихся капель воды имеют вид [28, 29]. Все уравнения записаны в декартовых координатах, но решались в осесимметричном приближении.



**Рис. 1.** Схема вычислительной области (а) и форма профиля аксиальной скорости газовой фазы за период одиночного импульса (б). 1 – ось струи; 2 – внешняя граница импульсной газокпельной струи; 3 – выходное отверстие диаметром  $d$ ; 4 – непроницаемая стенка.

#### Газовая фаза

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} = \frac{6J\Phi}{D}$$

$$\frac{D(\rho U_i)}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \langle u_i u_j \rangle \right) - \frac{6\Phi}{d} (U_i - U_{Li}) \left( \frac{1}{8} C_D \rho |U - U_L| + J \right)$$

$$\frac{D(\rho C_p T)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} - \rho C_p \langle u_j t \rangle \right) - \frac{6\rho\Phi}{d} [\alpha(T - T_L) + JL] + \rho D_T (C_{pV} - C_{pA}) \left( \frac{\partial K_V}{\partial x_i} \frac{\partial T}{\partial x_i} \right)$$

$$\frac{D(\rho K_V)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \rho D \frac{\partial K_V}{\partial x_i} - \rho \langle u_j k_V \rangle \right) + \frac{6J\Phi}{D}$$

$$\rho = P / (R_g T).$$

#### Дисперсная фаза

$$\frac{\partial(\Phi \rho_L)}{\partial t} + \frac{\partial(\Phi \rho_L U_{Lj})}{\partial x_j} = -\frac{6J\Phi}{D}$$

$$\frac{D(\rho_L \Phi U_{Li})}{Dt} + \frac{\partial(\rho_L \Phi \langle u_{Li} u_{Lj} \rangle)}{\partial x_j} = \Phi (U_i - U_{Li}) \frac{\rho_L}{\tau} + \Phi \rho_L g - \frac{1}{\tau} \frac{\partial(\rho_L D_{Lij} \Phi)}{\partial x_j}$$

$$\frac{D(\rho_L \Phi T_{Li})}{Dt} + \frac{\partial(\rho_L \Phi \langle \theta u_{Lj} \rangle)}{\partial x_j} = \Phi (T_i - T_{Li}) \frac{\rho_L}{\tau_\theta} - \frac{1}{\tau_\theta} \frac{\partial(\rho_L D_{Lij}^\theta \Phi)}{\partial x_j}.$$

Здесь  $\rho$ ,  $\mu$  – плотность и коэффициент динамической вязкости газа,  $t$  – время,  $U_i$  – компоненты осредненной скорости газовой фазы,  $x_i$  – проекции на оси координат,  $J$  – массовый поток пара с поверхности испаряющейся капли,  $d$  – диаметр капли,  $\Phi = M_L \rho / \rho_L$  – объемная доля дисперсной фазы,  $M_L$  – массовая концентрация капель,  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial(U_i)}{\partial x_i}$  – субстанциальная производная,  $2k = \langle u_i u_i \rangle$  – турбулентная кинетическая энергия (ТКЭ),  $P$  – давление,  $C_p$  – теплоемкость парогазовой смеси при постоянном давлении,  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи испаряющейся капли,  $L$  – удельная теплота парообразования,  $D_T$  – коэффициент турбулентной диффузии,  $K_V$  – массовая концентрация пара в бинарной парогазовой смеси,  $R_g$  – удельная газовая постоянная,  $T$  – температура  $\tau = \rho_{L1} D_1^2 / (18\mu W)$  – время динамической релаксации частиц, записанное с учетом отклонения от закона обтекания Стокса,  $W = 1 + 0.15 \text{Re}_L^{0.687}$ ,  $\text{Re}_L = |\mathbf{U}_S - \mathbf{U}_L| D_1 / \nu$  – число Рейнольдса дисперсной фазы, построенное по межфазной скорости. Здесь  $\mathbf{U}_S$  и  $\mathbf{U}_L$  – вектора осредненной скорости газовой фазы в точке расположения капли и дисперсной фазы соответственно,  $g$  – ускорение силы тяжести,  $D_{Lij}$ ,  $D_{Lij}^{\ominus}$  – тензоры турбулентной диффузии и турбулентного переноса тепла дисперсной фазы [38, 39];  $\tau_{\Theta} = C_{PL} d^2 / (12\lambda Y)$  – время тепловой релаксации капель и  $Y = 1 + 0.3 \text{Re}_L^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$ . Индексы:  $A$  – воздух,  $L$  – дисперсная фаза,  $T$  – турбулентный параметр,  $V$  – водяной пар.

Турбулентные тепловой и диффузионный потоки в газовой фазе определены согласно гипотезе Бусинеска

$$\langle u_j t \rangle = -\frac{\nu_T}{\text{Pr}_T} \frac{\partial T}{\partial u_j}, \quad \langle u_j k_V \rangle = -\frac{\nu_T}{\text{Sc}_T} \frac{\partial K_V}{\partial u_j},$$

где  $\nu_T$  – коэффициент вихревой вязкости. Значения турбулентных чисел Прандтля и Шмидта в работе принималось равным  $\text{Pr}_T = \text{Sc}_T = 0.85$ . Аналогичные значения использовались в [27–29] для стационарной газочапельной затопленной струи.

В системе уравнений для дисперсной фазы принимается во внимание изменение амплитуды флуктуаций скорости и концентрации капель, как в аксиальном, так и радиальном направлениях в струе. Учитывается существенная неизотропия турбулентных флуктуаций скорости частиц. Поперечное перемещение капель вызывается конвекцией импульса, силой вязкого трения, силой турбофореза (турбулентной миграцией), обусловленной неоднородностью турбулентной энергии дисперсной фазы, а также турбулентной диффузией дисперсной фазы, связанным с градиентом их концентрации. В силовых факторах, оказывающих влияние на движение и дисперсию капель, не учитываются силы термофореза  $F_T$ , присоединенной массы  $F_{AM}$ , Магнуса  $F_M$  и Сэффмена  $F_L$  ввиду малости этих сил в сравнении с учитываемыми в данной работе силами аэродинамического сопротивления  $F_D$ , турбулентной миграции (турбофореза)  $F_{TM}$ , турбулентной диффузии  $F_{TD}$  и силы тяжести  $F_g$  – см. табл. 1.

Уравнения для расчета вторых моментов пульсаций скорости дисперсной фазы  $\langle u'_{Li} u'_{Lj} \rangle$  приведены в [38, 39]. Вторые моменты флуктуаций скорости дисперсной примеси в продольном и поперечном направлениях учитывают вовлечение частиц в турбулентное движение несущей фазы в результате действия сил вязкости, конвективного и диффузионного переносов, а также увеличения интенсивности пульсационного движения дисперсной фазы в продольном направлении за счет порождения турбулентности из осредненного движения. Турбулентный поток теплоты в дисперсной фазе обусловлен участием частиц в флуктуациях скорости и температуры газа и переносом тепла в результате хаотического движения капель. Интенсивность пульсаций температуры частиц определяется теплообменом между сплошной средой и частицами, конвективным переносом, турбулентной диффузией теплоты, а также порождением флуктуации температуры в результате неизотермичности потока. Используется классическая модель испарения капли [40], базирующийся на так называемой “пленочной теории”. Ключевыми понятиями этой теории являются толщины тепловой и диффузионной “пленок”, выражения для которых были получены из требований, чтобы скорости молекулярного переноса за счет теплопроводности или диффузии через “пленки” были равны интенсивности конвективного потока теплоты или массы между поверхностью капли и внешним потоком. Считается, что температура капли по ее радиусу остается постоянной величиной, так как число Био  $\text{Bi} = \alpha_L D_1 / \lambda_L \ll 1$  и число Фурье  $\text{Fo} = \tau_{\text{eq}} / \tau_{\text{evap}} \ll 1$ . Здесь  $\tau_{\text{eq}}$  – период времени, когда существует внутренний градиент температуры внутри капли,  $\tau_{\text{evap}}$  – время жизни капли (время полного испарения капли). В этом случае на поверхности капли выполняются условия насыщения.

**Таблица 1.** Соотношение силовых факторов, действующих на капли различного диаметра

$D_1$ , мкм	$F_T/F_D$	$F_{AM}/F_D$	$F_M/F_D$	$F_L/F_D$	$F_{TM}/F_D$	$F_{TD}/F_D$	$Fg/F_D$
5	0.0002	0.001	0.007	0.011	0.5	0.6	0.01
10	0.0008	0.0018	0.012	0.019	0.8	0.9	0.03
30	0.001	0.005	0.042	0.05	1	1.2	0.09

## 2. МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОЙ РЕАЛИЗАЦИИ И ВЕРИФИКАЦИЯ ЧИСЛЕННОГО АЛГОРИТМА

Методика численной реализации эйлера подхода подробно описана в [27–29]. Решение было получено с использованием метода конечных объемов на разнесенных сетках с использованием численного кода, разработанного авторами данной работы. Для конвективных слагаемых дифференциальных уравнений применялась процедура QUICK. Для диффузионных потоков были использованы центральные разности второго порядка точности. Коррекция поля давления осуществлялась по конечно-объемной согласованной процедуре SIMPLEC. Уравнение для коррекции поля давления в нестационарном двухфазном потоке построено для объемных долей всех компонентов потока, сумма которых всегда равна единице, используя подход [41], и записано с учетом процесса испарения капель жидкости. При проведении настоящих расчетов была использована схема второго порядка точности по времени.

Вычислительная область представляла собой цилиндр радиусом  $R = 25d$  и протяженностью  $X = 80d$ . Была применена расчетная сетка, неравномерная как в аксиальном, так и в радиальном направлениях. Размер вычислительной области соответствует таковому из недавней работы [7]. Сгущение расчетных узлов сделано в окрестностях оси струи и выходного отверстия для выдува импульсной струи. В радиальном направлении использовано преобразование координат [42], так чтобы вычислительная плоскость оставалась прямоугольной. Все расчеты были проведены на основной сетке, содержащей  $400 \times 100$  контрольных объемов (КО). Количество ячеек в выходном отверстии в радиальном направлении равнялось 20. Дополнительно были проведены расчеты на “грубой” ( $200 \times 50$  КО) и “мелкой” ( $600 \times 150$  КО) сетках. Отличия в результатах расчетов осредненных аксиальных скоростей и температур газа и капель, а также массовой концентрации дисперсной фазы для базовой и “мелкой” сетках не превысили 0.13%. Сопоставления были сделаны для нескольких моментов времени ( $t' = 10, 100, 300, 1000$ ). Шаг по времени равнялся  $\Delta t = 10^{-5}$  с. Число Куранта не превышало 1. Осевая симметрия в двухфазных струях в силу влияния гравитации может нарушаться. Однако для малых размеров капель  $D_1 = 30$  мкм, при которых были проведены расчеты этот эффект невелик. При этом концентрация капель мала  $M_{L1} = 1\%$  и их влияние на несущую фазу будет небольшим.

В начальный момент времени ( $t = 0$ ) среда покоится и  $U(x, r, 0) = V(x, r, 0) = 0$ . В период цикла ( $0 < t \leq t_0$ ) газокпельный поток вытекает из отверстия диаметром  $d$  в окружающее неподвижное пространство со скоростью  $U(0, r \leq R, t) = U(t)$  и  $V(0, r \leq R, t) = 0.001U(t)$ . Характер изменения аксиальной скорости газовой фазы во времени за период подачи одиночного импульса имеет вид аналогичный измерениям [15], что соответствует типичному распределению в процессе кашля. Аксиальные и радиальные осредненные скорости фаз в газокпельном потоке на срезе отверстия были постоянными по его радиусу во все время цикла выдува. Также во входном сечении распределение дисперсной фазы задавалось исходя из предположения о равномерном ее распределении по сечению отверстия. Капли в поток воздуха добавлялись во входном сечении, и их начальная средняя скорость осредненная за период выдува была постоянной  $U_{Lm1} = 0.8U_{m1}$ . На оси струи задаются условия симметрии для обеих фаз. На внешней границе вычислительной области для газовой фазы задаются условия равенства нулю производных параметров в аксиальном направлении.

Граничные условия на внешней границе расчетной области для скорости, температуры дисперсной фазы и интенсивности их пульсаций соответствуют условия “поглощающей поверхности” [39], когда капля после контакта с внешней границей не возвращается в поток и мгновенно “исчезают”. Соответственно происходит перерасчет их количества при проведении расчетов для следующего расчетного сечения. В выходном сечении заданы условия равенства нулю производных всех искомых параметров в продольном направлении.

**Таблица 2.** Параметры дисперсной фазы в начальном сечении при  $Re = 7300$ ,  $Re_\tau = 261$ ,  $\eta_K = 0.2$  мм и  $\tau_K = 3.5$  мс

$D_1$ , мкм	$\tau$ , мс	$\tau_f$ , мс	Stk	Stk <sub>K</sub>	$d/\eta_{Kmin}$	$\tau^+$	Re <sub>L</sub>
5	0.07		0.04	0.02	-	0.8	0.01
10	0.3	1.7	0.2	0.08	31.5	3.3	0.07
30	2.6		1.5	0.7	63.6	28.7	0.2

Ранее авторами данной работы выполнено исследование импульсных импактных газочапельных струй [28, 29]. В этих работах проведено сравнение с имеющимися в литературе экспериментальными данными других авторов [43, 44] по теплообмену в импульсной импактной газочапельной струе с поверхностью преграды. Отметим, что газочапельные нестационарные импульсные импактные струи являются существенно более сложным случаем в сравнении с затопленными струйными течениями за счет торможения потока и заметного искривления линий тока вблизи поверхности преграды. Получено удовлетворительное количественное согласие наших расчетов с данными измерений и имеющееся отличие не превышало 20%).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Все численные расчеты выполнены для смеси воздуха с каплями воды при вдвух импульсной двухфазной струи в неподвижное затопленное окружающее пространство с атмосферным давлением, температурой  $T_{env} = 298$  К сухого воздуха с относительной влажностью  $\phi = 0\%$  (см. рис. 1а). Эквивалентный диаметр выходного отверстия составлял  $d = 2R = 20$  мм. Среднерасходная скорость парогазового потока осредненная за цикл на входе в расчетную область  $U_{m1} = 4\text{--}20$  м/с, а его температура  $T_1 = 305$  К. Форма профиля скорости газового потока за цикл имеет вид, экспериментально определенный в [15–17] – см. рис. 1 б. Число Рейнольдса для газовой фазы, построенное по среднерасходной, осредненной по времени цикла, скорости  $Re = U_{m1}d/\nu = 7300$  и параметр  $P = (U_{m1}t_0/d)^{1/3} = 5.6$  и  $P_1 = U_{m1}t_0/d = 176$  при  $U_{m1} = 6$  м/с. Время истечения одиночного импульса было выбрано  $t_0 = 0.6$  с в соответствии с данными [9–12]. Влияние подъемных сил за счет разности плотностей сред пренебрежимо мало и не учитывается в данной работе. Во входном сечении сопла капли были монодисперсными, далее по мере движения их диаметр менялся как вдоль оси струи, так и по ее радиусу. Численные расчеты были выполнены для капель воды с начальным диаметром  $D_1 = 30$  мкм. Параметры дисперсной фазы показаны в табл. 2. В реальности капли, выделяющиеся в процессе кашля и (или) чихания, имеют сложный химический состав, включают неиспаряющиеся компоненты и могут проявлять свойства неньютоновской жидкости [9–12]. В данной работе предполагалось, что капля состоит только из воды и является ньютоновской жидкостью. Массовые концентрации капель воды равны  $M_{L1} = 0.01$ , а водяного пара  $M_{V1} = 0.003$ .

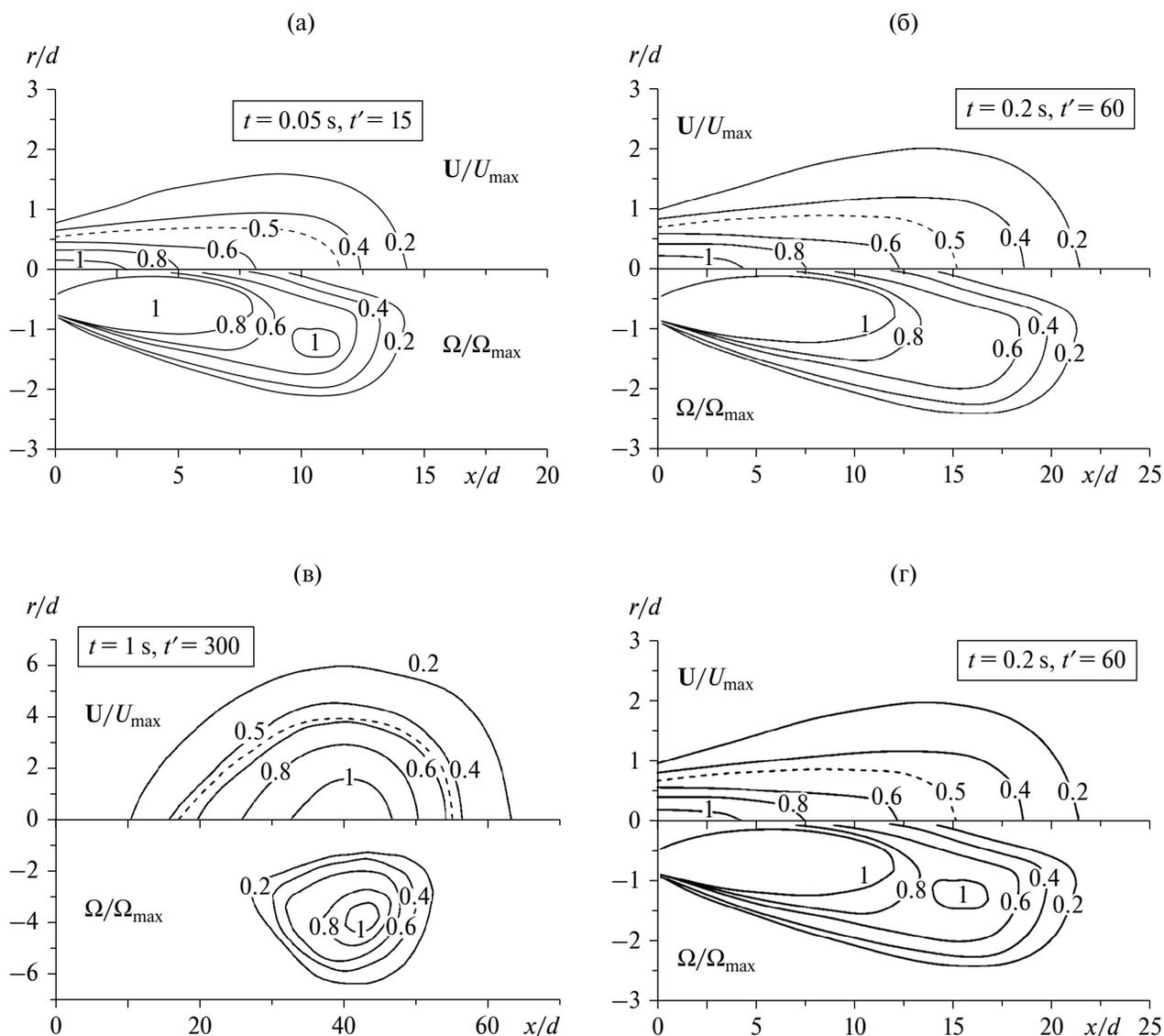
Выражение для расчета текущего диаметра испаряющейся капли в рассматриваемом расчетном контрольном объеме имеет вид:

$$D_{i,j}^3 = D_{i-1,j}^2 \left( D_{i-1,j} - J \frac{6\Delta x}{\rho_L U_{m1 i,j}} \right),$$

где  $J$  – поток массы пара на поверхности испаряющейся капли,  $\Delta x$  – шаг в соответствующем направлении и  $\rho_L$  – плотность материала капель.

Число Стокса осредненного движения  $Stk = \tau/\tau_f$  – параметр инерционности, характеризующий поведение частиц в потоке. Оно представляет собой отношение времени динамической релаксации  $\tau$  к характерному турбулентному временному макромасштабу  $\tau_f$ , где  $\tau_f = R/U_{m1} = 1.7$  мс – турбулентный временной макромасштаб [43]. Колмогоровские геометрический  $\eta_K$  и временной  $\tau_K$  масштабы равнялись:  $\eta_K = (\nu^3/\epsilon)^{1/4} = 0.2$  мм и  $\tau_K = \eta_K^2/\nu = 3.5$  мс соответственно. Число Стокса  $Stk_K = \tau/\tau_K$  – число Стокса в пульсационном движении. Отношение начального диаметра капли к минимальному колмогоровскому масштабу турбулентности в выходном отверстии [45]:  $d/\eta = \left( \frac{18 \cdot Stk \cdot \rho}{\rho_L \cdot Re_L} \right)^{0.5} \cdot \frac{Re_\tau}{\eta_W^+}$ , где  $Re_\tau = u_* R/\nu =$

$= 261$  – число Рейнольдса, построенное по скорости трения  $u_*$  и  $\eta_W^+ \approx 1.6$  [45]. При этом скорость трения



**Рис. 2.** Поля вектора полной скорости  $U$  и завихренности  $\Omega$  газовой фазы в различные моменты времени. (а–г) –  $(t, t') = (0.05 \text{ с}, 15)$ ;  $(0.2 \text{ с}, 60)$ ;  $(0.6 \text{ с}, 180)$ ;  $(1 \text{ с}, 300)$ . Значения параметров:  $Re = U_{m1}d/\nu_1 = 7300$ ,  $d = 0.02 \text{ м}$ ,  $U_{m1} = 6 \text{ м/с}$ ,  $T_1 = 305 \text{ К}$ ,  $T_{env} = 298 \text{ К}$ ,  $D_1 = 30 \text{ мкм}$ ,  $g_{L1} = 5.2 \times 10^{-8} \text{ кг/с}$ ,  $g_1 = 2 \times 10^{-3} \text{ кг/с}$ ,  $M_{L1} = 1\%$ ,  $M_{V1} = 0.003\%$ ,  $\varphi = 0\%$ ,  $t_0 = 0.6 \text{ с}$ ,  $P = (U_{m1}t_0/d)^{1/3} = 5.6$  и  $P_1 = 176$ .

считается по параметрам однофазного течения в выходном отверстии. Безразмерное время релаксации:  $\tau^+ = \tau u_*^2/\nu$ .

Поля вектора мгновенной полной скорости  $U/U_{max}$  и завихренности  $\Omega/\Omega_{max}$  газовой фазы в различные моменты времени от начала истечения импульсной струи показаны на рис. 2. Здесь  $\Omega = \omega_z d/U_{m1}$  – модуль завихренности газовой фазы,  $\Omega_{max}$  – максимальная по модулю завихренность в соответствующий момент времени. Завихренность при осесимметричном течении определялась по соотношению:  $\omega_z = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y}$ . Пунктирная линия на рис. 2 соответствует контуру половинной от максимальной скорости  $U = 0.5U_{max}$ .

В целом процесс распространения нестационарной импульсной газочапельной струи в период истечения одиночного импульса для безразмерного времени  $t' = tU_{m1}/d < 180$  ( $t < 0.6 \text{ с}$ ) соответствует картине истечения однофазных нестационарных струй [1–3, 46] и содержит ярко выраженные области ядра

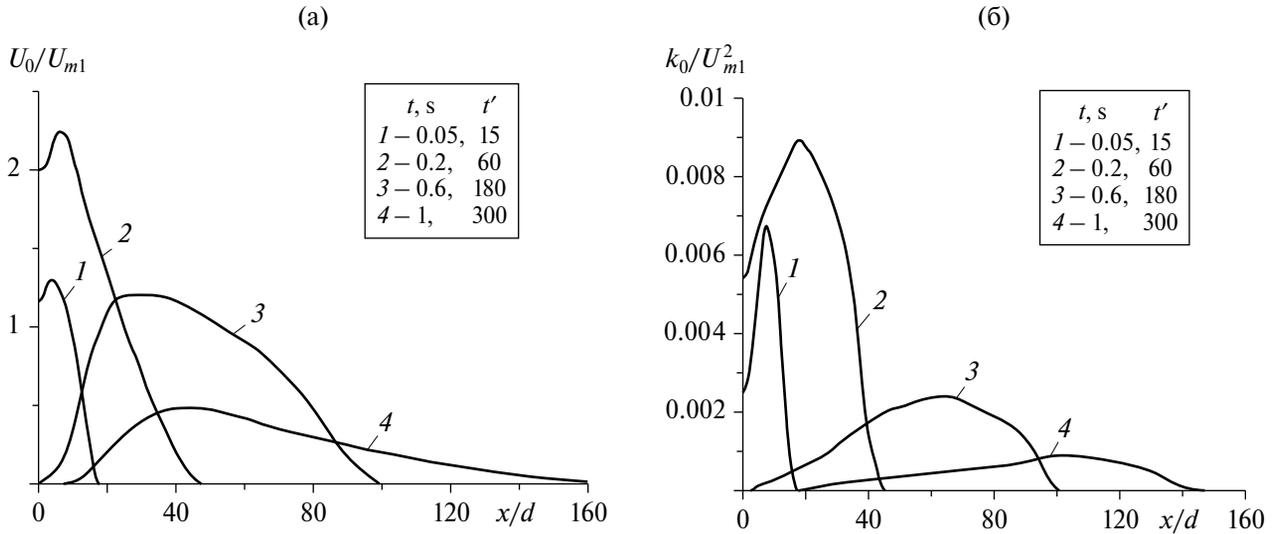


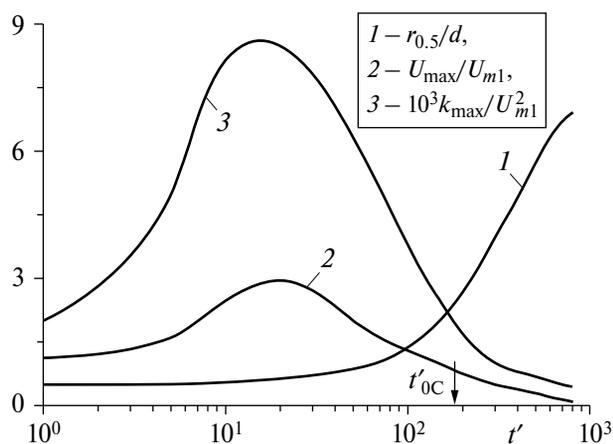
Рис. 3. Распределения аксиальной компоненты скорости  $U_0$  (а) и турбулентной кинетической энергии  $k_0$  (б) газовой фазы вдоль оси струи в различные моменты времени.

импульсной струи и слой смешения с затопленным пространством. В зоне смешения видны две области повышенной завихренности: вытянутая область (слой смешения) и область в зоне торможения струи (см. рис. 2а и 2б). По мере распространения струи, область максимальной завихренности, произведенной одиночным импульсом, сдвигается от оси струи ( $t > 0.6$  с,  $t' > 180$ ) (см. рис. 2в). Так, например, при  $t = 0.2$  с максимум расположен при  $r/d \approx 0.75$ , а для  $t = 1$  с наибольший уровень завихренности расположен при  $r/d \approx 4$ . К моменту времени  $t = 1$  с ( $t' = 300$ ) вихревое облако начинает приобретать форму вихревого кольца (см. рис. 2г). Эти выводы качественно согласуются с результатами численных расчетов для однофазной импульсной струи [7].

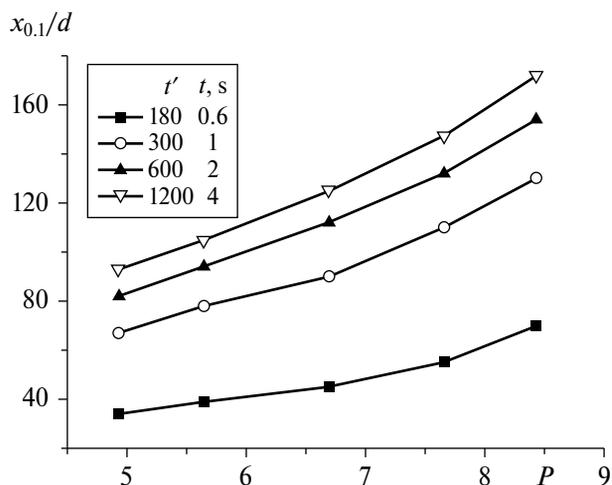
Распределения аксиальной компоненты скорости  $U_0$  (а) и турбулентной кинетической энергии (ТКЭ)  $k_0$  (б) газовой фазы на оси струи в различные моменты времени приведены на рис. 3. Величина ТКЭ для осесимметричного течения определяется по формуле:  $2k = \langle u_i u_i \rangle = u'^2 + v'^2 + w'^2 \approx u'^2 + 2v'^2$ . Первоначально аксиальная компонента скорости потока и уровень энергии турбулентности возрастает, что связано с ростом скорости выдува струи – рис. 3. Наибольший уровень продольной скорости и турбулентности получен в период действия одиночного импульса при  $t = 0.2$  с. Далее наблюдается монотонное уменьшение скорости и уровня кинетической энергии турбулентности.

Эволюция во времени полуширины струи, рассчитанной по половинному значению продольной скорости газовой фазы  $r_{0.5}^{\max} - 1$ , величины максимальной продольной компоненты скорости  $U_{\max} - 2$  и наибольшего значения турбулентной кинетической энергии  $k_{\max} - 3$  несущей фазы на оси струи демонстрируется на рис. 4. Стрелкой на рисунке показан момент времени окончания периода выдува одиночной импульсной струи. Из рисунка видно, что наблюдается значительное расширение струи – 1 во времени. При этом основное расширение струи происходит уже после завершения процесса ее истечения  $t' = 180$  ( $t > 0.6$  с). Величина аксиальной компоненты скорости – 2 первоначально возрастает и достигает своего максимума при  $t' \approx 25$  ( $t \approx 0.1$  с) и эта величина достигает  $U_{\max}/U_{m1} \approx 3$ . Далее, по завершению процесса выдува ( $t' > 180$ ,  $t > 0.6$  с) происходит уменьшение продольной скорости газовой фазы, что обусловлено процессами диссипации вихревого облака в окружающем пространстве. Наибольший уровень ТКЭ – 3 получен во время действия импульса, и он превышает соответствующую величину в начальный момент времени более чем в 3 раза. Далее, как и для максимальной продольной скорости наблюдается монотонное уменьшение турбулентности во времени.

На рис. 5 представлено влияние параметра  $P = (U_{m1} t_0 / d)^{1/3}$  на глубину проникновения двухфазной импульсной струи в окружающее пространство. При расчете параметра  $P$  переменной величиной была только среднерасходная скорость потока в выходном отверстии  $U_{m1} = 4-20$  м/с, что соответствовало диапазону его изменения  $P = 4.9-8.4$ . При этом время действия импульса  $t_0$  и диаметр отверстия  $d$  были



**Рис. 4.** Изменение полуширины струи  $r_{0.5}$  – 1, максимальных значений продольной компоненты скорости  $U_{\max}$  – 2 и турбулентной кинетической энергии  $k_{\max}$  – 3 несущей фазы на оси струи во времени  $t'$ .



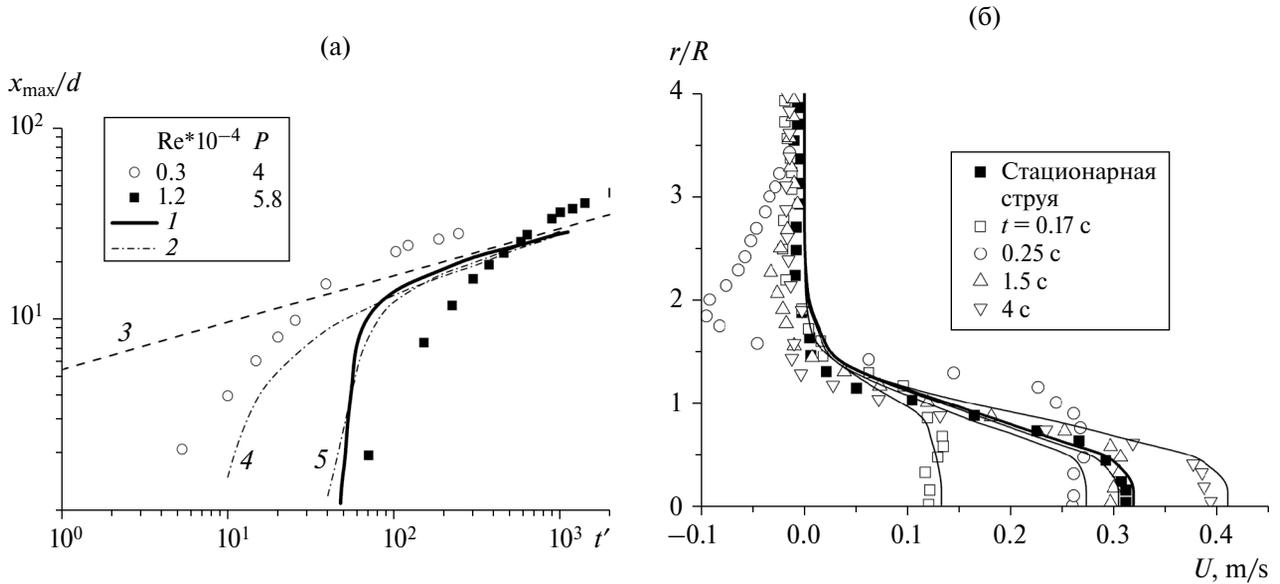
**Рис. 5.** Влияние параметра  $P$  на глубину проникновения двухфазной импульсной струи при  $d = 0.02$  м,  $D_1 = 30$  мкм,  $U_{m1} = 4-20$  м/с,  $M_{L1} = 1\%$ ,  $M_{V1} = 0.003\%$ ,  $\varphi = 0\%$ ,  $t_0 = 0.6$  с.

неизменными. Здесь  $x_{0.1}$  – глубина проникновения газодисперсной струи, рассчитанная по продольной координате, где величина аксиальной скорости газа на оси струи равна  $U_0 = 0.1U_{m1}$ . Исследованный режим по скоростям истечения импульсной струи соответствует периоду одиночного кашля [15]. Отметим, что по данным [7] при  $P = 1.8-8$  формируется вихревое облако, а при  $P > 8$  – нестационарная импульсная струя. Одиночное вихревое облако существует довольно продолжительное время (минимум  $t \geq 4$  с) и за это время оно успевает проникнуть в окружающем затопленном пространстве на дистанцию  $x_{0.1}/d \approx 160$  ( $x \approx 3.2$  м).

#### 4. СОПОСТАВЛЕНИЕ С ДАННЫМИ ДРУГИХ РАБОТ ДЛЯ ОДНОФАЗНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ СТРУИ

Изменение во времени координаты положения максимума продольной скорости  $x_c$  однофазной импульсной струи приведено на рис. 6. Измерения [5] были проведены для исследования динамики одиночного импульса водяной нестационарной струи в затопленное неподвижное окружающее водное пространство. Диаметры выходного отверстия трубы, из которой выдувался поток,  $2R = 3.2$  и  $6.4$  мм, а его температура  $T_1 = 298$  К. Число Рейнольдса потока, определенное по диаметру труб,  $Re = (0.3$  и  $1.2) \times 10^4$ . Расчет проведен для постоянной величины скорости во времени жидкости за период действия одиночного импульса. Точки – измерения [5], линии – расчеты: линия 1 – URANS расчет [7] и линия 2 – расчет настоящей работы. Пунктирная линия на рис. 6а расчет при условии сохранения импульса струи, поэтому, пройденное вихревым облаком расстояние будет пропорциональным  $x \sim t^{1/4}$  [7]. Как видно из рис 6 а, имеется качественное согласие с данными измерений [5] для времени  $t' > 300$  и количественное согласие с расчетами [7] для всего временного интервала при  $P = 4$ . Для случая  $P = 5.8$  расчеты качественно согласуются с данными [5] для времени  $t' > 10$ .

Сопоставление с данными недавних PIV-измерений [47] по развитию стартующей затопленной струи представлено на рис. 6б. Опыты проводились в водной среде с одинаковыми температурами струи и окружающего пространства  $T = 293$  К. В расчетах профиль аксиальной скорости во входном сечении был задан на основании данных измерений [47]. Струя выходит на стационарный режим истечения при  $t \approx 7$  с. Для сравнения приведены данные экспериментов и наших численных расчетов для стационарной струи (жирная линия). Отличие с данными измерений не превышает 10%. Исключение составляет наличие в данных измерениях зоны рециркуляции течения во внешней части струи, которая не предсказывается расчетными исследованиями. Значение скорости возвратного течения в этой области составляет порядка 30% от максимальной скорости в стационарной затопленной струе. Причины такого расхождения эксперимента и расчета требует специального рассмотрения.



**Рис. 6.** Изменение во времени координаты положения максимума продольной скорости  $x_{\max}$  для однофазной импульсной струи (а) и эволюция во времени радиальных профилей аксиальной скорости развивающейся затопленной струи (б). (а): 1 – URANS расчет [7]; 2 – результаты настоящего расчета; 3 – расчет [7],  $x \sim t^{1/4}$ ; 4, 5 –  $(Re, P) = (3000, 4), (12000, 5.8)$  при  $P_1 = 195$  (измерения [5]). (б): Точки – измерения [47]; закрытые и открытые символы – стационарный и импульсный струи соответственно; линии – расчеты авторов настоящей работы,  $Re = 4900$ ,  $U_{\max} = 0.32 \text{ м/с}$ ,  $U_{m1} = 0.19 \text{ м/с}$ ,  $d = 26 \text{ мм}$ ,  $x/d = 1$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты численного исследования формирования и движения вихревого облака при выдуве одиночной импульсной турбулентной газок капельной струи при условиях близких к моделированию процесса кашля. Исследование выполнено при вариации основных параметров двухфазного потока в следующем диапазоне: числа Рейнольдса  $Re = (0.5-2.7) \times 10^4$  (скорость газовой фазы  $U_{m1} = 4-20 \text{ м/с}$ ), исходный диаметр капель воды  $D_1 = 30 \text{ мкм}$  и их начальная массовая концентрация  $M_{L1} = 1\%$ .

В целом, процесс распространения нестационарной импульсной газок капельной струи в период истечения одиночного импульса соответствует таковому для однофазного потока и содержит ярко выраженные области ядра импульсной струи и слоя смешения с неподвижным затопленным пространством. Основное расширение струи получено уже после завершения процесса ее истечения из сопла. При этом двухфазная импульсная струя становится более узкой и дальнобойной по сравнению с однофазным течением. Максимальная продольная скорость в вихревом облаке достигается в период выдува струи из сопла, и она может превышать скорость истечения более чем в три раза. После этого, за счет процесса диссипации происходит торможение газок капельного облака. Подобным образом ведет себя и максимальное значение турбулентной кинетической энергии как в начальный период движения облака на этапе выдува струи, так и при последующем его движении в затопленном пространстве.

Вихревое облако, образованное одиночным импульсом, которое на конечном этапе движения трансформируется в вихревое кольцо, существует довольно продолжительное время (минимум  $t \geq 4 \text{ с}$ ) и за это время успевает проникнуть в окружающем затопленном пространстве на расстояния более 3 м. При этом, в начальный период движения внутри облака формируются две зоны повышенной завихренности: в слое смешения в области торможения импульсной двухфазной струи.

Выполнено сравнение результатов расчетов и измерений дальнобойности импульсных струй при вариации параметра  $P$ , характеризующего линейный масштаб, выдуваемого облака. Отмечено количественное соответствие с имеющимися опытными [5] и расчетными [7] данными. В то же время важно отметить тенденцию более быстрого проникновения газок капельной струи по сравнению с однофазным режимом, что требует более глубокого анализа причин подобного эффекта. Необходимо подчеркнуть и качественное согласие численного расчета и эксперимента [47] по профилям продольной компоненты

скорости в импульсном облаке за исключением области возвратных течений, что также диктует необходимость проведения более детальных исследований.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Результаты численных расчетов для импульсной газочапельной струи получены в рамках Государственного задания ИТ СО РАН (121031800217-8).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ахметов Д.Г.* Вихревые кольца. Новосибирск: ГЕО, 2007. 152 с.
2. *Maxworthy T.* Turbulent vortex rings // *J. Fluid Mech.* 1974. V. 64. № 2. P. 227–239.
3. *Glezer A., Coles D.* An experimental study of a turbulent vortex ring // *J. Fluid Mech.* 1990. V. 211. P. 243–283.
4. *Тарасов В.Ф., Якушев В.И.* Экспериментальные исследования переноса примеси турбулентным вихревым кольцом // *ПМТФ.* 1974. № 1. С. 130–136.
5. *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.* 2002. V. 124 (3). P. 460–469.
6. *Никулин В.В.* Массообмен между атмосферой турбулентного вихревого кольца и окружающей средой // *Изв. РАН. МЖГ.* 2021. № 4. С. 33–40.
7. *Засимова М.А., Рус В.В., Иванов Н.Г.* Численное моделирование формирования и движения турбулентных вихревых облаков // *Изв. РАН. МЖГ.* 2023. № 5. С. 57–69.
8. *Gratton J., Tovey E., McLaws M.L., Rawlinson W.D.* The role of particle size in aerosolised pathogen transmission: A review // *J. Infection.* 2011. V. 62(1). P. 1–13.
9. *Bu Y., Ooka R., Kikumoto H., Oh W.* Recent research on expiratory particles in respiratory viral infection and control strategies: A review // *Sustainable Cities Soc.* 2021. V. 73. P. 1–16.
10. *Bourouiba L.* The fluid dynamics of disease transmission // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 2021. V. 53. P. 473–508.
11. *Pourfattah F., Wang L.P., Deng W.W., Ma Y.F., Hu L.Q., Yang B.* Challenges in simulating and modeling the airborne virus transmission: A state-of-the-art review // *Phys. Fluids.* 2021. V. 33. Paper 101302.
12. *Ghaem-Maghami E., Johari H.* Velocity field of isolated turbulent puffs // *Phys. Fluids.* 2010. V. 22. Paper 115105.
13. *Dbouk T., Drikakis D.* On coughing and airborne droplet transmission to humans // *Phys. Fluids.* 2020. V. 32. Paper 053310.
14. *Gharib M., Rambod E., Shariff K.* A universal time scale for vortex ring formation // *J. Fluid Mech.* 1998. V. 360. P. 121–140.
15. *Gupta J.K., Lin C.H., Chen Q.* Flow dynamics and characterization of a cough // *Indoor Air.* 2009. V. 19(6). P. 517–525.
16. *Dudalski N., Mohamed A., Mubareka S., Bi R., Zhang C., Savory E.* Experimental investigation of far-field human cough airflows from healthy and influenza-infected subjects // *Indoor Air.* 2020. V. 30. P. 966–977.
17. *Chao C.Y.H., Wan M.P., Morawska L., Johnson G.R., Ristovski Z.D., Hargreaves M., Mengersen K., Corbett S., Li Y., Xie X., Katoshevski D.* Characterization of expiration air jets and droplet size distributions immediately at the mouth opening // *J. Aerosol Sci.* 2009. V. 40. P. 122–133.
18. *Arumuru V., Pasa J., Samantaray S.S.* Experimental visualization of sneezing and efficacy of face masks and shields // *Phys. Fluids.* 2020. V. 32. Paper 115129.
19. *Menter F.R.* Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering application // *AIAA J.* 1994. V. 32. P. 1598–1605.
20. *Wei J., Li Y.* Enhanced spread of expiratory droplets by turbulence in a cough jet // *Build. Environ.* 2015. V. 93. P. 86–96.
21. *Gosman A.D., Ioannides E.* Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors // *J. Energy.* 1983. V. 7. P. 482–490.
22. *Li X.D., Shang Y.D., Yan Y.H., Yang L., Tu J.Y.* Modelling of evaporation of cough droplets in inhomogeneous humidity fields using the multi-component Eulerian-Lagrangian approach // *Build. Environ.* 2018. V. 128. P. 68–76.
23. *Fabregat A., Gisbert F., Vernet A., Ferre J.A., Mittal K., Dutta S., Pallares J.* Direct numerical simulation of turbulent dispersion of evaporative aerosol clouds produced by an intense expiratory event // *Phys. Fluids.* 2021. V. 33. Paper 033329.

24. *Papoutsakis A., Danaila I., Luddens F., Gavaises M.* Droplet nuclei caustic formations in exhaled vortex rings // *Sci. Rep.* 2022. V. 12. Paper 3892–3908.
25. *Calmet H., Inthavong K., Both A., Surapaneni A., Mira D., Egukitza B., Houzeaux G.* Large eddy simulation of cough jet dynamics, droplet transport, and inhalability over a ten minute exposure // *Phys. Fluids.* 2021. V. 33. Paper 125122.
26. *Shima N.* Low-Reynolds-number second-moment closure without wall-reflection redistribution terms // *Int. J. Heat Fluid Flow* 1998. V. 19. P. 549–555.
27. *Пахомов М.А., Терехов В.И.* Численное исследование турбулентной структуры полидисперсной двухфазной струи с испаряющимися каплями // *Мат. моделирование.* 2016. Т. 28. № 11. С. 64–78.
28. *Пахомов М.А., Терехов В.И.* Структура течения и турбулентный тепломассоперенос в лобовой точке импульсной газодисперсной струи // *ТВТ.* 2014. Т. 52. № 4. С. 588–596.
29. *Pakhomov M.A., Terekhov V.I.* RANS modeling of flow structure and turbulent heat transfer in pulsed gas-droplet mist jet impingement // *Int. J. Thermal Sci.* 2016. V. 100. P. 284–297.
30. *Chan C.K., Zhang H.Q., Lau K.S.* An improved stochastic separated flow model for turbulent two-phase flow // *Comp. Mech.* 2000. V. 24. P. 491–502.
31. *Osiptsov A.N.* Lagrangian modeling of dust admixture in gas flows // *Astrophys. Space Sci.* 2000. V. 274. P. 377–386.
32. *Osiptsov A.N.* Development of the full Lagrangian approach for modeling dilute dispersed media flows (a Review) // *Fluid Dynamics.* 2024. V. 59, № 1. P. 1–48.
33. *Лебедева Н.А., Осипцов А.Н.* Течения вблизи критических точек при несимметричном столкновении вязких дисперсных потоков // *Изв. РАН. МЖГ.* 2007. № 5. С. 85–97.
34. *Rybdylova O., Osiptsov A.N., Sazhin S.S., Begg S., Heikal M.* A combined viscous-vortex, thermalblob and Lagrangian method for non-isothermal, two-phase flow modelling // *Int. J. Heat Fluid Flow.* 2016. V. 58. P. 93–102.
35. *Годенко Е.А., Измоденов В.В.* Сравнение Эйлера и Лагранжева подходов для нахождения особенностей распределения межзвездной пыли в гелиосфере в рамках модели холодного газа // *Изв. РАН. МЖГ.* 2023. № 2. С. 138–150.
36. *Деревич И.В., Зайчик Л.И.* Осаждение частиц из турбулентного потока // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1988. № 5. С. 96–104.
37. *Beishuizen N.A., Naud B., Roekaerts D.* Evaluation of a modified Reynolds stress model for turbulent dispersed two-phase flows including two-way coupling // *Flow, Turbulence, Combust.* 2007. V. 79. P. 321–341.
38. *Zaichik L.I.* A statistical model of particle transport and heat transfer in turbulent shear flows // *Phys. Fluids.* 1999. V. 11. P. 1521–1534.
39. *Derevich I.V.* Statistical modelling of mass transfer in turbulent two-phase dispersed flows. 1. Model development // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2000. V. 43. P. 3709–3723.
40. *Abramzon B., Sirignano W.A.* Droplet vaporization model for spray combustion calculations // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1989. V. 32(9). P. 1605–1618.
41. *Moukalled F., Darwish M.* Pressure based algorithms for multi-fluid flow at all speeds-part I: Mass conservation formulation // *Numerical Heat Transfer, B.* 2004. V. 45. P. 495–522.
42. *Крашенинников С.Ю.* К расчету осесимметричных закрученных и незакрученных турбулентных струй // *Изв. СССР. МЖГ.* 1972. № 3. С. 71–80.
43. *Zhang Z., Jiang P.-X., Hu Y.-T., Li J.* Experimental investigation of continual and intermittent-spray cooling // *Exp. Heat Transfer.* 2013. V. 26. P. 453–469.
44. *Назаров А.Д., Серов А.Ф., Терехов В.И.* Влияние спутного газового потока в импульсном аэрозоле на процесс испарительного охлаждения // *ТВТ.* 2014. Т. 52. № 4. С. 605–608.
45. *Picano F., Sardina G., Gualtieri P., Casciola C.M.* Anomalous memory effects on transport of inertial particles in turbulent jets // *Phys. Fluids.* 2010. V. 22. Paper 051705.
46. *Mazzino A., Rosti M.E.* Unraveling the secrets of turbulence in a fluid puff // *Phys. Rev. Lett.* 2021. V. 127. № 9. P. 1–6.
47. *Wang X.K., Su B.Y., Li Y.L., Wang C.* Vortex formation and evolution process in an impulsively starting jet from long pipe // *Ocean Eng.* 2019. V. 176. P. 134–143.
48. *Ferrand V., Bazile R., Boree J.* Measurements of concentration per size class in a dense polydispersed jet using planar laser induced fluorescence and phase Doppler techniques // *Exp. Fluids.* 2001. V. 31. № 6. P. 597–607.
49. *Chen Y.-C., Starnner S.H., Masri A.R.* A detailed experimental investigation of well-defined, turbulent evaporating spray jets of acetone // *Int. J. Multiphase Flow.* 2006. V. 32. № 4. P. 389–412.

## Distinctive Features of Propagation of a Turbulent Pulsed Gas-Droplet Eddy Cloud

M. A. Pakhomov \* and V. P. Terekhov \*\*

*Kutateladze Institute of Thermophysics, Russian Academy of Sciences, Siberian Branch, Novosibirsk, 630090 Russia*

*\*e-mail: pma41976@yandex.ru*

*\*\* e-mail: terekhov@itp.nsc.ru*

We present the results of the numerical modeling of the formation and motion of a blown solitary pulsed turbulent gas-droplet jet under the conditions approximately corresponding to human cough. The calculations are performed for the pulse duration  $t = 0.6$  s and the greatest velocity of the gas phase of 20 m/s at the mass content of droplets  $M_{L1} = 1\%$ . The drop phase in the exit section is monodisperse, while the initial dimension of particles in the calculations varied in the range  $D_1 = 5\text{--}30$   $\mu\text{m}$ . Two zones of elevated vorticity are formed within the cloud in the initial period of motion. They are situated in the mixing layer and in the region of deceleration of two-phase pulsed jet. The greatest levels of the longitudinal velocity and the kinetic energy of turbulence are attained in the interval of pulse blow-off. At the subsequent moments of time the turbulence velocity and level monotonically decrease. The vortex cloud produced by the solitary pulse exists for a fairly long time ( $t \approx 4$  s) and has a time to penetrate into the surrounding space at a distance greater than 3 m.

**Keywords:** pulsed gas-droplet jet, vortex cloud, numerical modeling.