

УДК 532.517.4

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕРМИКА

И. А. Чуприн, М. Д. Щербин

Центральный физико-технический институт, 141307 Сергиев Посад

Выполнены расчеты подъема крупномасштабного термика в стандартной атмосфере с использованием уравнений Рейнольдса и k -модели турбулентности, учитывающей температурную неоднородность и завихренность течения, и уравнений Эйлера. Представлены результаты численного расчета течения, исследованного экспериментально. Проведено сравнение газодинамических и турбулентных параметров течения, полученных в расчетах и экспериментах.

Ключевые слова: крупномасштабный термик, численное моделирование, пульсационные параметры течения.

В настоящее время опубликовано большое количество работ по численному моделированию развития крупномасштабных термиков в атмосфере. В [1–6] для описания развития течения использовались уравнения Рейнольдса. Для учета диссипативных процессов в термике применялись модели турбулентного переноса: достаточно простые, в которых коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности задавались посредством постоянных в поле течения эффективных значений чисел Рейнольдса и Прандтля [1–4], и более сложные, такие как стандартная $(k-\varepsilon)$ -модель [5], $(k-\varepsilon)$ -модель с учетом сил плавучести и анизотропности течения в термике [6]. В работе [7] течение моделировалось с использованием уравнений Эйлера, но при этом предполагалось, что схемная вязкость учитывает процессы турбулентного переноса. Результаты расчета сравнивались с данными для облака, образующегося при сильном взрыве в атмосфере (высота подъема, горизонтальные размеры).

Несмотря на разнообразие подходов к численному моделированию (см., например, [3, 4, 7–9]), в работах [1–7] не были исследованы структурные особенности течения в поднимающемся термике, позволяющие идентифицировать его на поздней стадии развития как наблюдаемое в реальных условиях плавучее вихревое кольцо. Не исследована также корректность используемых моделей турбулентности для описания данного класса явлений, что можно осуществить численным расчетом развития термика, для которого имеются экспериментальные данные. В качестве последнего можно рассматривать термик, образующийся при детонации в атмосфере смеси метана с кислородом, для которого в [10] получены экспериментальные данные по осредненным и спектральным характеристикам турбулентности при прохождении его через систему датчиков.

В работе [11] на основе проведенного в [12] анализа особенностей турбулентного переноса в вихре для описания структуры всплывающего термика предложено использовать k -модель, явно учитывающую подавление турбулентных потоков тепла и импульса по направлению к центру вращения газа. С физической точки зрения подавление турбулентных потоков в вихре обусловлено затратой энергии на работу против центробежных сил [12]. Получение данных по формированию плавучего вихревого кольца [11] оказалось возможным в результате достаточно корректного расчета ранней стадии формирования вихревого движения вследствие эффекта Бьеркнеса [13]. Эта стадия описывалась уравне-

ниями Эйлера с использованием численного метода с малой схемной вязкостью [14, 15]. Расчет термика на стадии развитого вихревого течения проводился на основе k -модели турбулентности, а для решения уравнений Рейнольдса использовался численный метод, предложенный в [8].

Исследования [16, 17] показали, что определяющим фактором при описании подъема нагретых объемов газов в поле силы тяжести является корректный учет процессов генерации и переноса завихренности течения. Турбулентность среды для данного класса течений, сопровождаемых образованием плавучего вихревого кольца, не является фактором, определяющим характер движения. Вследствие этого в [16, 17] развитие нагретых объемов газа в атмосфере предложено описывать уравнениями Эйлера с использованием разработанного в [14, 15] численного метода.

Представленные в [11, 16] результаты позволяют проследить процесс трансформации первоначально сферических термик в плавучее вихревое кольцо. Показано формирование ядра вихревого течения, в котором движение газа происходит так же, как во вращающемся твердом теле. В [16] предложенный метод использовался для описания развития течения продуктов детонации смеси кислорода с метаном. Параметры течения записывались в локально-равновесном приближении. Результаты расчета внешних геометрических характеристик термика и параметров турбулентности удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. В [17] данный метод применялся для расчета развития облаков, образующихся при сильных взрывах в атмосфере, в [18] — для расчета развития вертикальных вихрей в атмосфере. Вместе с тем определение параметров турбулентности во всплывающих термиках представляет самостоятельный интерес, поскольку является необходимым условием для решения ряда прикладных задач. Это обуславливает необходимость совершенствования предложенного в [16, 17] метода описания развития нагретых объемов газа в части, касающейся учета турбулентного переноса.

Важными особенностями используемого в [11, 16, 17] численного метода являются его высокий порядок точности и монотонность. Ниже рассматривается применение этого метода для описания развития термических образований в атмосфере на основе решения уравнений Рейнольдса; при разработке метода описание процессов генерации и переноса завихренности течения проводилось с использованием модели турбулентного переноса, учитывающей специфику вихревого течения. С целью изучения влияния турбулентности на газодинамические параметры течения в термике его структура анализировалась также на основе решения уравнений Эйлера.

1. Постановка задачи. Для расчета турбулентного течения в термике используется модель [11], в уравнения и соотношения которой с учетом результатов численного моделирования серии экспериментов [10] внесены некоторые рассматриваемые ниже изменения.

Задача решается в цилиндрической системе координат, в которой ось z направлена вертикально. Уравнения Рейнольдса в данной системе координат принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u^2 + r \rho \langle u'^2 \rangle) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u v + \rho \langle u' v' \rangle) + \frac{\rho}{r} \langle w'^2 \rangle + \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u v + r \rho \langle u' v' \rangle) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v^2 + \rho \langle v'^2 \rangle) + \rho g + \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u T + r \rho \langle u' T' \rangle) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v T + \rho \langle v' T' \rangle) + \frac{p}{c_v} \operatorname{div} \mathbf{V} &= 0. \end{aligned} \tag{1.1}$$

Здесь ρ — плотность; u, v, w — осредненные компоненты скорости вдоль осей r, z и угла; T — температура; $p = \rho R T$ — давление; R — газовая постоянная; t — время; c_v —

теплоемкость; u' , v' , w' , T' — пульсации компонент скорости и температуры; $\operatorname{div} \mathbf{V} = \partial u / \partial r + \partial v / \partial z + u / r$. С использованием гипотезы Буссинеска [19] моменты второго порядка в (1.1) замыкаются следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle u'v' \rangle &= \nu_t \left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right], & \langle u'^2 \rangle &= \frac{2}{3} k - 2\nu_t \left[\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} \right], \\ \langle v'^2 \rangle &= \frac{2}{3} k - 2\nu_t \left[\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} \right], & \langle w'^2 \rangle &= \frac{2}{3} k - 2\nu_t \left[\frac{u}{r} - \frac{1}{3} \operatorname{div} \mathbf{V} \right], \\ k &= \frac{1}{2} (\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle), & \langle u'Q' \rangle &= -\nu_Q \frac{\partial Q}{\partial r}, & \langle v'Q' \rangle &= -\nu_Q \frac{\partial Q}{\partial z}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где k — кинетическая энергия турбулентности; Q' , Q — величины, вместо которых следует подставлять T' , T'^2 , $k' = (u'^2 + v'^2 + w'^2)/2$ и T , $\langle T'^2 \rangle$, k соответственно.

В (1.2) введены коэффициенты турбулентного переноса импульса ν_t и скалярных величин ν_Q :

$$\nu_t = BL_n k^{1/2}, \quad \nu_Q = B_Q L_n k^{1/2}$$

($B = 0,7$; $B_Q = B / \operatorname{Pr}_t$; $\operatorname{Pr}_t = 0,8$ — турбулентное число Прандтля [20]; L_n — масштаб турбулентности). Для вычисления k используется k -модель турбулентности.

Для учета анизотропности турбулентного переноса в плавучем вихревом кольце в каждой точке определяются масштабы L_n и L_s в радиальном и касательном к линиям тока направлениях. В [11] при определении связи между L_n и L_s использовались результаты работы [12], из которых следует, что в выражение для радиальных турбулентных потоков в ядре вихря необходимо ввести поправочный множитель $1/f_0$:

$$f_0 = 1 + \beta_1 \tau^2 \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial n} \frac{\partial p}{\partial r} + \beta_2 \tau^2 \frac{2V_s}{r} |\operatorname{rot} \mathbf{V}|.$$

Здесь $\tau = AL_s/k^{1/2}$ — временной масштаб турбулентности; r — радиус кривизны линий тока в вихре; $|\operatorname{rot} \mathbf{V}| = |\partial u / \partial z - \partial v / \partial r|$; $\beta_1 = 0,5$; $\beta_2 = 0,5$; V_s — скорость потока по касательной к линии тока в вихре. В [11] принято, что $L_s/L_n = f_0$, а масштаб L_s задавался пропорциональным размеру вихря.

Расчеты с использованием данного соотношения для масштабов показали, что выбор такого же значения параметра τ , как в [11], приводит к неограниченному подавлению турбулентности в плавучем вихревом кольце. Поэтому параметр τ здесь связан с характерными параметрами течения. В соответствии с [10] предполагается, что пульсации скорости составляют 20 % азимутальной скорости в вихре. Тогда имеем $\tau = 0,05R/(0,2V_s)$, где $L_s = 0,05R$; R — радиус плавучего вихревого кольца. Выбранное значение L_s соответствует значению, использованному в [11], и данным эксперимента [10]. Кроме того, поскольку турбулентные потоки тепла и импульса пропорциональны квадрату пути смешения [19, 21], в настоящей работе принято $L_s/L_n = f_0^{1/2}$.

Уравнения для кинетической энергии турбулентности и пульсаций температуры имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho k) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u k) + r \rho \langle u'k' \rangle + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v k) + \rho \langle v'k' \rangle + \rho \varepsilon + \rho \Phi &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \langle T'^2 \rangle) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u \langle T'^2 \rangle) + r \rho \langle u'T'^2 \rangle + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v \langle T'^2 \rangle) + \rho \langle v'T'^2 \rangle + \rho \varepsilon_\theta + \rho \Phi_\theta &= 0. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь

$$\Phi = \frac{2}{3} k \operatorname{div} \mathbf{V} - \nu_t \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - \frac{2}{3} (\operatorname{div} \mathbf{V})^2 \right\} -$$

генерация кинетической энергии турбулентности; $\varepsilon = B_D k^{3/2} / L_s$ — скорость диссипации кинетической энергии турбулентности; $\Phi_\theta = \nu_Q (\partial T / \partial r)^2 + \nu_Q (\partial T / \partial z)^2$ — генерация пульсаций температуры; $\varepsilon_\theta = S B_D k^{1/2} \langle T'^2 \rangle / L_s$ — скорость диссипации пульсаций температуры; $S = 1$, $B_D = 0,25$ [20].

Начальные условия для термика задаются следующим образом: $T(r, z) = T_0$ при $(r^2 + z^2)^{1/2} \leq R_0$ (R_0, T_0 — начальные радиус и температура термика), $T(r, z) = T_a(z)$ при $(r^2 + z^2)^{1/2} > R_0$ (T_a — температура стандартной атмосферы на высоте z), $P(r, z) = P_a(z)$ (P_a — давление в стандартной атмосфере на высоте z), $u = v = 0$ во всей расчетной области. Начальные значения для кинетической энергии турбулентности k_0 и интенсивности пульсаций температуры $\langle T'^2 \rangle_0$ задавались равными малым фоновым значениям. Некоторый произвол в задании k_0 и $\langle T'^2 \rangle_0$ объясняется чрезвычайно слабой зависимостью решений уравнений (1.3) от этих значений, что было проверено в тестовых расчетах.

На оси симметрии течения ставятся граничные условия

$$u = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{\partial \langle T'^2 \rangle}{\partial r} = 0,$$

на внешних границах расчетной области — условия

$$u = v = 0, \quad \rho = \rho_a, \quad T = T_a,$$

где ρ_a, T_a — плотность и температура стандартной атмосферы на соответствующей высоте.

2. Численная реализация математической модели. Поскольку формирование структуры течения в термике и облаке взрыва, как показано в [11, 16, 17], определяется прежде всего процессами генерации и переноса завихренности, метод численного решения уравнений Рейнольдса должен учитывать эти процессы. Указанному требованию удовлетворяет, в частности, метод расщепления по физическим процессам [22]. Это означает, что при моделировании течения в термике для учета процессов конвективного переноса (генерации и переноса завихренности), вязкой диссипации и теплопроводности, обусловленных турбулентностью, а также генерации и диссипации турбулентности будут использованы различные методы.

Наиболее точный расчет конвективного переноса можно выполнить с помощью явных численных методов, поскольку они допускают нелинейную аппроксимацию высокого порядка точности, не достижимую в неявных методах, в которых используется линейная аппроксимация. В данной работе, как и в [11, 16, 17], для моделирования конвективного переноса применяется метод ФСТ [14, 15].

При моделировании диффузионных процессов предлагается использовать явную схему [23], поскольку ограничение на число Куранта при расчете диффузионных процессов в термике не является слишком жестким для используемых в настоящее время сеток. В рамках метода расщепления по физическим процессам генерация и диссипация турбулентных параметров описываются обыкновенными дифференциальными уравнениями, допускающими аналитические решения. Таким образом, предлагается простой и эффективный метод расчета турбулентного течения в термике.

3. Результаты расчетов крупномасштабного термика. Начальный радиус термика $R_0 = 1000$ м, высота $H_0 = 3000$ м, температура $T_0 = 3000$ К. Расчеты проводились на равномерной сетке 100×200 , которая перемещалась таким образом, чтобы всплывающий термик находился в центре расчетной области; ее начальный размер в четыре раза больше размера термика.

Экспериментальные данные для течений, являющихся достаточно хорошим приближением к термикам, показывают, что важной особенностью таких течений является формирование из первоначально шарообразного объема горячего газа плавучего вихревого

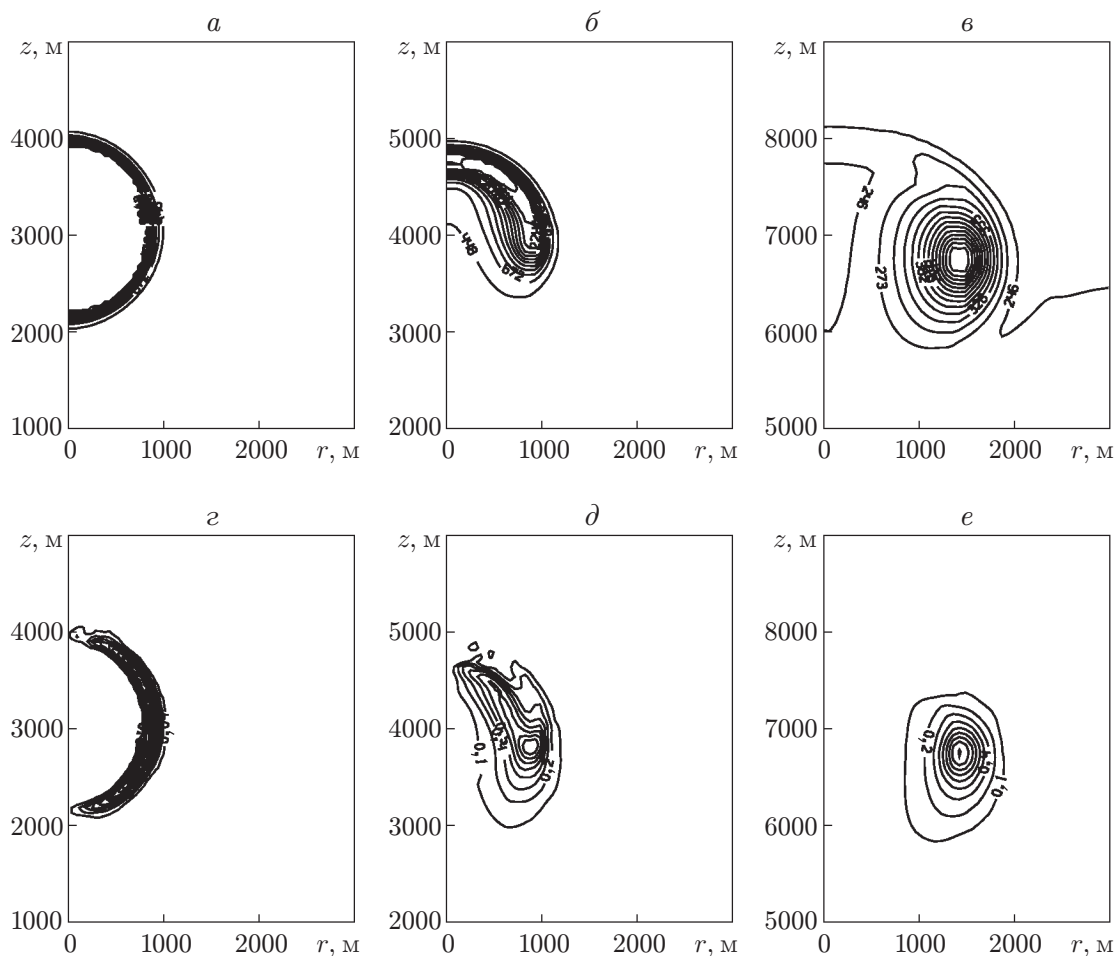


Рис. 1. Поля температуры (*a, б, в*) и завихренности (*z, д, е*) (расчет с учетом турбулентности):

a, z — $t = 2$ с; *б, д* — $t = 15$ с; *в, е* — $t = 50$ с

кольца [24]. Поэтому анализ результатов численного моделирования термиков, а также возможного влияния турбулентности на течение предлагается проводить прежде всего посредством исследования пространственно-временной структуры вихревого кольца. Согласно предложенному в [24] определению вихревое кольцо термика представляет собой торообразную область, в которой находится наиболее горячий воздух, а распределение скорости подобно тому, которое имеет место при вращении твердого тела. Данное определение будет обосновано ниже.

Рассмотрим процесс образования плавучего вихревого кольца на примере расчета с использованием уравнений Рейнольдса. При всплывании термика на его границе образуется вихревая пелена, которая, согласно теореме Бьеркнеса, возникает вследствие непараллельности градиентов плотности и давления на границе термика с атмосферой и первоначально имеет сферическую форму, что видно на рис. 1, *z*, где приведено поле завихренности при $t = 2$ с. Соответствующее поле температуры представлено на рис. 1, *a*. В дальнейшем вихревая пелена трансформируется в вихревое кольцо. На рис. 1, *б, д* показана картина течения при $t = 15$ с, когда указанная трансформация еще не завершена. К моменту времени $t = 50$ с (рис. 1, *в, е*) формируется плавучее вихревое кольцо, поскольку области наиболее горячего воздуха и интенсивного вихревого движения совмещаются и приобретают круговую форму.

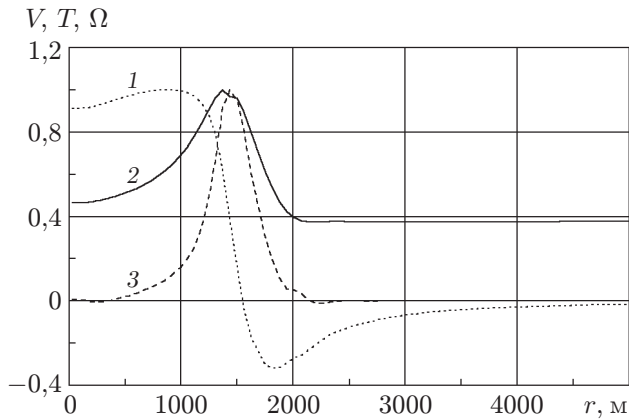


Рис. 2. Распределение вертикальной скорости, температуры и завихренности вдоль горизонтальной прямой, проходящей через центр плавучего вихревого кольца:
1 — V/V_{\max} ; 2 — T/T_{\max} ; 3 — Ω/Ω_{\max}

Рассмотрим более подробно структуру кольца. На рис. 2 приведены профили температуры, вертикальной скорости и завихренности вдоль горизонтальной прямой, проходящей через точку (r_0, z_0) с максимальным значением завихренности, отнесенных к соответствующим максимальным значениям, в момент времени $t = 50$ с. При этом принимается, что точка (r_0, z_0) является центром ядра плавучего вихревого кольца. Из рис. 2 следует, что приведенное выше определение плавучего вихревого кольца термика является оправданным. Определим радиус вихревого кольца следующим образом:

$$R = (r_{\min} + r_{\max})/2,$$

где r_{\min} , r_{\max} — горизонтальные координаты точек потока, в которых вертикальная компонента скорости достигает минимального и максимального значений соответственно. Величину R удобно использовать при задании масштаба турбулентности L_s в k -модели турбулентности.

Время образования вихревого кольца в известной мере является качественной характеристикой. Будем считать, что вихревое кольцо сформировано, когда температура на оси симметрии течения на высоте, на которой находится наиболее горячий воздух, равна атмосферной. Для количественной оценки времени формирования вихревого кольца вводится параметр $\Theta(t)$:

$$\Theta(t) = (T_0 - T_a)/(T_{\max} - T_a).$$

Здесь T_{\max} — максимальная температура в расчетной области; T_a , T_0 — атмосферная температура и температура на оси симметрии на высоте, где $T = T_{\max}$. В таком случае обращение $\Theta(t)$ в нуль характеризует время образования вихревого кольца, которое, согласно [11, 16], равно $4\sqrt{R_0/g}$. Однако эта оценка получена для расчета на основе уравнений Эйлера. На рис. 3 приведены зависимости $\Theta(t)$, рассчитанные с использованием уравнений Эйлера и Рейнольдса. В первом случае $\Theta(t)$ достигает нуля при $t \approx 40$ с, во втором — при $t \approx 50$ с. Такое различие можно считать несущественным, значит, величина $4\sqrt{R_0/g}$ позволяет достаточно точно оценить время образования вихревого кольца.

О возможном влиянии турбулентности на высоту подъема термика можно судить по данным, представленным на рис. 4. В качестве высоты подъема термика принималось значение вертикальной координаты точки z_0 , в которой завихренность максимальна. Из рис. 4 следует, что учет турбулентности приводит к незначительному уменьшению высоты подъема термика. Представляет интерес сопоставление расчетных значений высоты подъема термика с данными, полученными другими авторами для течений того же класса. Такое сравнение затруднительно, поскольку неясно, например, что понимают авторы работы [5] под “верхней кромкой термика”, тем не менее согласие приведенных в настоящей

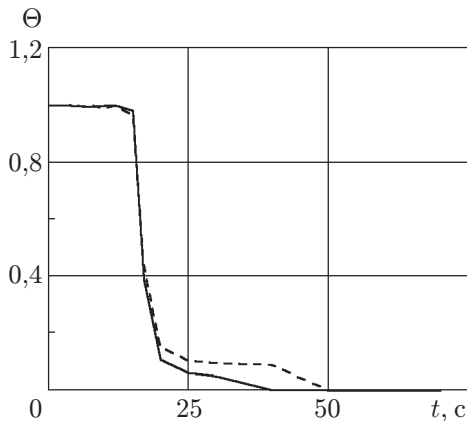


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость $\Theta(t)$:

сплошная кривая — газодинамический расчет, штриховая — расчет с учетом турбулентности

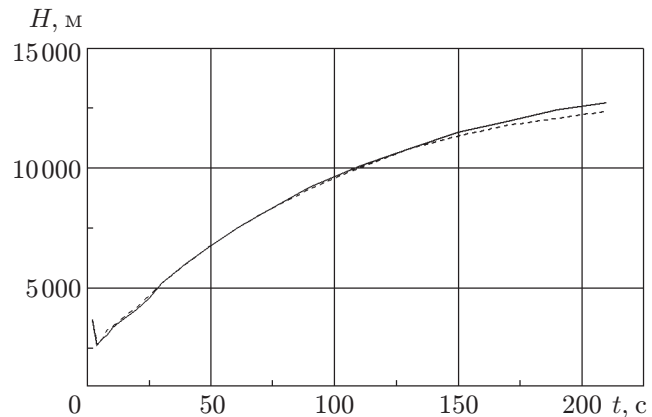


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость высоты подъема термика от времени:

сплошная кривая — газодинамический расчет, штриховая — расчет с учетом турбулентности

работе и в [5] данных по геометрическим параметрам термика представляется удовлетворительным.

Из рис. 5, 6 следует, что учет турбулентности приводит к существенному уменьшению максимальных в поле течения значений скорости и температуры, особенно в поздние моменты времени, хотя в целом в потоке их уменьшение может быть менее значительным. Максимальные значения пульсаций скорости и температуры достигают 30–40 % соответствующих осредненных величин, что не противоречит имеющимся в литературе экспериментальным данным по турбулентным течениям [25].

Приведенные выше данные по геометрическим параметрам термика, полученные с использованием уравнений Рейнольдса и модели турбулентности и уравнений Эйлера, достаточно близки, что обусловлено использованием схемы с малой численной вязкостью при расчете процессов конвекции и модели турбулентности, учитывающей ее подавление в вихревом кольце. Тем не менее учет турбулентности необходим, поскольку приводит к существенному изменению локальных газодинамических параметров потока.

4. Результаты расчета для условий модельного эксперимента. Для проверки адекватности модели турбулентности рассматриваемому классу атмосферных течений решается задача о развитии мелкомасштабного термика, для которого используются данные [10], полученные в серии натурных экспериментов.

Условия проведения экспериментов следующие. Эксперименты проводились на высоте 1890 м над уровнем моря. Стехиометрическая смесь кислорода с метаном заключалась в тонкую майларовую оболочку радиусом 5 м и располагалась на высоте 39,6 м над поверхностью земли. На расстоянии 20 м над центром оболочки натягивался трос, на котором крепилась рамка с датчиками, позволяющими определить осредненные и турбулентные параметры течения. Взрыв инициировался детонирующим устройством в центре оболочки. Образовавшееся в результате детонации облако взрыва проходило через датчики, в которых фиксировались случайные изменения мгновенных значений температуры и скорости. Последующая обработка экспериментальных данных позволила получить средние значения скорости и температуры в облаке, величину пульсаций температуры и их спектр,

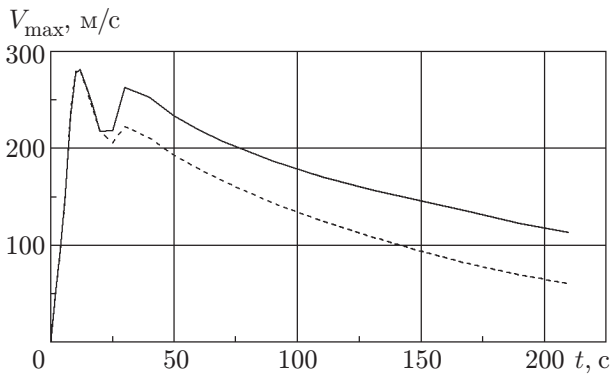


Рис. 5

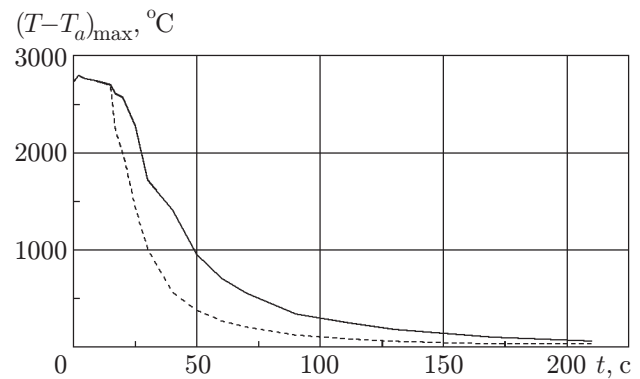


Рис. 6

Рис. 5. Зависимость максимальной скорости потока от времени:

сплошная кривая — газодинамический расчет, штриховая — расчет с учетом турбулентности

Рис. 6. Зависимость максимальной разности температур в термике и атмосфере от времени:

сплошная кривая — газодинамический расчет, штриховая — расчет с учетом турбулентности

а также микро- и макромасштабы турбулентности по Тейлору. Таким образом, приведенные в [10] экспериментальные данные позволяют тестировать различные модели турбулентности.

При численном моделировании экспериментов [10] помимо процессов конвекции, происходящих при подъеме облака взрыва в атмосфере, необходимо также учитывать процессы детонации и распространения ударной волны в атмосфере. В настоящей работе предложен упрощенный подход, когда последние процессы не рассматриваются, а их результатом считается образование термика — шарообразного равномерно нагретого объема, в котором отсутствует движение, а давление равно атмосферному. Согласно [10] выравнивание давления в возмущенной взрывом области, а следовательно, и образование термика происходят через 1 с с момента подрыва смеси. В настоящей работе момент образования термика принят равным 0,8 с. Начальный радиус термика в соответствии с данными оптических измерений равен 13 м, его температура — 1370 К.

Геометрические параметры поднимающегося облака взрыва (радиус и высота) определялись по данным оптических измерений. В расчетах для их определения применялся следующий прием. В начальный момент времени по всему объему горячего шара равномерно располагались маркеры — невесомые частицы, скорость которых в последующие моменты времени совпадала со скоростью потока в точках, в которых они находились. Максимальные и минимальные значения вертикальных координат маркеров принимались равными высоте верхней и нижней кромок облака, горизонтальных координат — радиусу облака. На рис. 7 и далее сплошной кривой показано изменение расчетных значений геометрических параметров облака, точками — экспериментальные данные работы [10]. Согласие расчетных и экспериментальных данных удовлетворительное.

На рис. 8 представлены расчетные и экспериментальные данные для конвективной скорости потока при прохождении облака через датчики для третьего эксперимента [10]. Видно, что в расчете максимум скорости ниже, чем в эксперименте. Кроме того, при $t \leq 2,5$ с расчетные и экспериментальные данные согласуются лишь качественно, что можно объяснить следующими причинами. Во-первых, при задании начальных данных

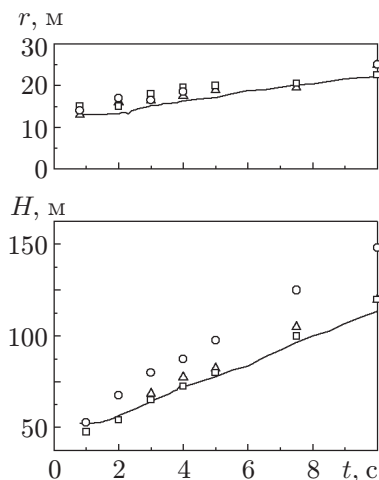


Рис. 7

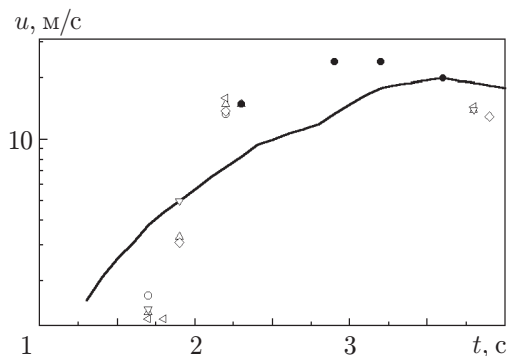


Рис. 8

Рис. 7. Геометрические размеры термика, образовавшегося при сгорании кислородно-метановой смеси:

сплошные кривые — расчет, точки — первый, второй, четвертый эксперименты [10]

Рис. 8. Конвективная скорость потока при прохождении термика через датчики:

сплошная кривая — расчет, точки — экспериментальные данные для различных датчиков в третьем эксперименте [10]

для облака прдетонировавшей смеси использовалось приближение термика, т. е. не учитывались процессы детонации. Во-вторых, для кислородно-метановой смеси использовано уравнение состояния идеального газа.

Изменение средних значений температуры T , ее пульсаций $\langle T'^2 \rangle$, а также их отношения $\langle T'^2 \rangle / T$ показано на рис. 9. На рис. 9 можно различить ядро облака и его след, причем пульсации температуры внутри облака в несколько раз меньше, чем на его краях, поскольку турбулентность внутри облака подавляется вследствие влияния центробежных сил и градиента температуры. Следует отметить, что расчетные значения интенсивности пульсаций температуры в целом удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

В экспериментах определялся также тейлоровский микромасштаб турбулентности λ_θ . При этом сначала измерялся временной микромасштаб турбулентности по Тейлору τ , а затем в соответствии с гипотезой Тейлора определялся пространственный микромасштаб $\lambda_\theta = u\tau$ (u — конвективная скорость потока). Зависимость $\lambda_\theta(t)$, полученная, как и в [16], с использованием результатов теории изотропной турбулентности и затем осредненная по всем датчикам, приведена на рис. 10 (расчетные значения λ_θ несколько больше экспериментальных [10]).

Представляет интерес также спектр пульсаций температуры, который можно получить, зная осредненные параметры турбулентности. В работе использован метод построения спектра, изложенный в [16].

Спектры пульсаций температуры, осредненные по всем датчикам в моменты времени $t = 2,8; 3,6$ с, представлены на рис. 11. Воспользовавшись соотношениями из [16], можно оценить интегральный масштаб турбулентности для пульсаций температуры Λ_θ . При прохождении термика через датчики в указанные моменты времени $\Lambda_\theta = 1; 0,8$ м. В то же время полученные в [10] оценки для Λ_θ находятся в интервале $0,9 \div 1,1$ м. Такое соответствие можно считать удовлетворительным.

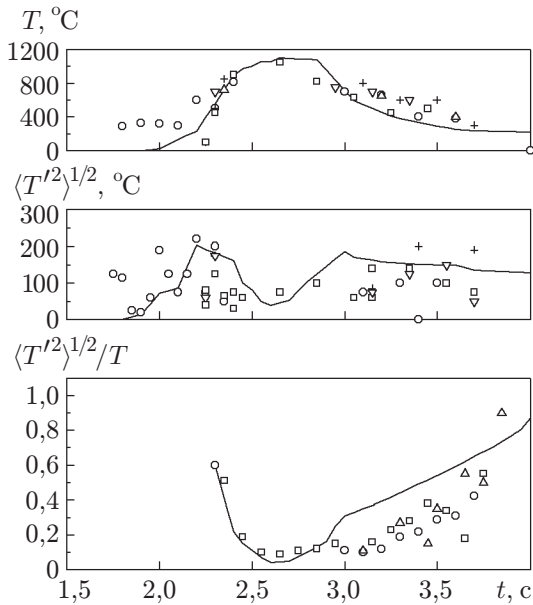


Рис. 9

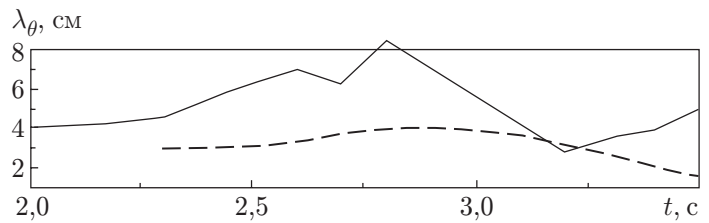


Рис. 10

Рис. 9. Температура, интенсивность пульсаций температуры и отношение интенсивности пульсаций к температуре при прохождении термика через датчики: сплошные кривые — расчет, точки — экспериментальные данные для различных датчиков в третьем эксперименте [10]

Рис. 10. Тейлоровский микромасштаб пульсаций температуры при прохождении термика через датчики: сплошная кривая — расчет, штриховая — эксперимент [10]

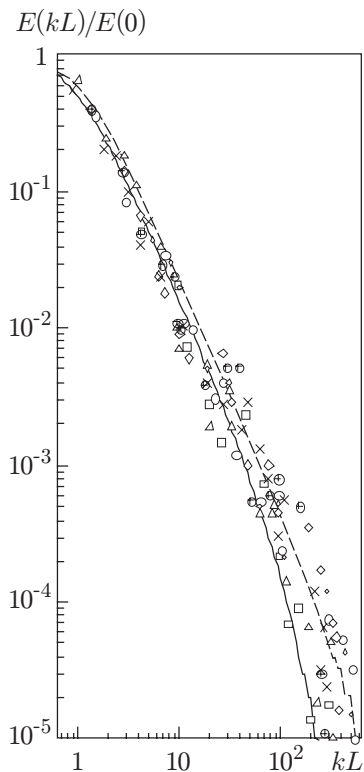


Рис. 11. Нормализованный одномерный спектр пульсаций температуры: сплошная кривая ($t = 2,8$ с) и штриховая ($t = 3,6$ с) — расчет, точки — экспериментальные данные для различных датчиков в третьем эксперименте [10]

Таким образом, в расчетах получены достаточно реалистичные значения параметров турбулентности течения в термике. Как указано в [16], приемлемые значения параметров турбулентности можно получить и с использованием локально-равновесного приближения, но при этом влияние турбулентности на газодинамические параметры течения не учитывается.

Предложенный метод решения уравнений Рейнольдса, основанный на расщеплении по физическим процессам и использовании схемы с малой численной вязкостью при расчете процессов конвекции, и модель турбулентности, учитывающая подавление турбулентных потоков в вихревом кольце, позволяют корректно описать процессы генерации и переноса завихренности и получить приемлемые значения параметров турбулентности течения в термике.

Авторы выражают благодарность А. Т. Онуфриеву за внимание к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Андрущенко В. А.** Образование кольцевого вихря при подъеме нагретой массы воздуха в стратифицированной атмосфере // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1978. № 2. С. 186–189.
2. **Андрущенко В. А., Кестенбойм Х. С., Чудов С. А.** Движение газа, вызванное точечным взрывом в неоднородной атмосфере // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1981. № 6. С. 144–151.
3. **Гостинцев Ю. А., Лазарев В. В., Солодовник А. Ф., Шацких Ю. В.** Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере / АН СССР. Ин-т хим. физики. Препр. Черноголовка, 1985.
4. **Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И., Якуш С. Е.** Подъем турбулентного осесимметричного термика в неоднородной сжимаемой атмосфере // ПМТФ. 1989. № 1. С. 62–68.
5. **Конюхов А. В., Мещеряков М. В., Утюжников С. В., Чудов Л. А.** Численное моделирование турбулентного крупномасштабного термика // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1997. № 3. С. 93–102.
6. **Dovgalyuk Y. A., Zatevakhin M. A., Stankova E. N.** Numerical simulation of a buoyant thermic due to thermal using the turbulence model // J. Appl. Meteorol. 1994. V. 33, N 9. P. 1118–1126.
7. **Глаголева Ю. П., Жмайло В. А., Мальшакова В. Д. и др.** Образование кольцевого вихря при всплывании легкого газа в тяжелом // Числ. методы механики сплошной среды. 1974. Т. 5, № 1. С. 38–52.
8. **Полежаев В. И.** Численное исследование естественной конвекции жидкостей и газов // Некоторое применение метода сеток в газовой динамике. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1971. Вып. 4. С. 86–180.
9. **Йи Г. С., Харген А.** Неявные схемы TVD для гиперболических систем уравнений, записанных в консервативной форме относительно криволинейной системы координат // Аэрокосм. техника. 1987. № 11. С. 11–21.
10. **Batt R. G., Bigoni R. A., Rowland D. J.** Temperature — field structure within atmospheric buoyant thermals // J. Fluid Mech. 1984. V. 141. P. 1–25.
11. **Даринцев А. П., Забавин В. Н., Замышляев Б. В. и др.** Особенности движения нагретой массы воздуха, первоначально помещенной в сферический объем, в атмосфере // Современные проблемы механики сплошных сред. М.: Моск. физ.-техн. ин-т, 1985. С. 126–135.

12. **Онуфриев А. Т., Христианович С. А.** Об особенностях турбулентного движения в вихревом кольце // Докл. АН СССР. 1976. Т. 229. С. 42–44.
13. **Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В.** Теоретическая гидромеханика. М.; Л.: Гостехтеоретиздат, 1948.
14. **Book D. L., Boris T. P.** Flux-corrected transport. 1. SHASTA. A fluid transport algorithm that works // J. Comput. Phys. 1973. V. 11, N 1. P. 38–69.
15. **Book D. L., Boris T. P., Hain K.** Flux-corrected transport. 2. Generalization of the methods // J. Comput. Phys. 1975. V. 18, N 3. P. 248–273.
16. **Горбунов С. Ю., Гордейчик Б. Н., Даринцев А. П. и др.** О структуре всплывающего термика // ПМТФ. 1992. № 5. С. 70–76.
17. **Физика ядерного взрыва:** В 2 т. Т. 1. Развитие взрыва. М.: Наука. Физматлит, 1997.
18. **Андрианов С. А., Васильченко И. И., Забавин В. Н. и др.** Численное моделирование интенсивных вертикальных вихрей в атмосфере. М.: Вычисл. центр РАН, 2000.
19. **Монин А. С., Яглом А. М.** Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1965.
20. **Левеллен В.** Метод инвариантного моделирования // Турбулентность. Принципы и применения. М.: Мир, 1980.
21. **Хинце И. О.** Турбулентность. Ее механизм и теория. М.: Физматгиз, 1963.
22. **Яненко Н. Н.** Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1966.
23. **Оран Э., Борис Дж.** Численное моделирование реагирующих потоков. М.: Мир, 1990.
24. **Онуфриев А. Т.** Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва // ПМТФ. 1967. № 2. С. 3–15.
25. **Щец Д.** Турбулентное течение. Процессы вдува и перемешивания. М.: Мир, 1984.

*Поступила в редакцию 5/XII 2001 г.,
в окончательном варианте — 24/IX 2002 г.*
