

УДК 532.517.2 + 519.6

© 1993 г. В. А. АНДРУЩЕНКО, А. А. ГОРБУНОВ

ВОЗДУШНЫЕ ПОТОКИ В АТМОСФЕРЕ, ВЫЗВАННЫЕ МНОЖЕСТВЕННЫМИ ПРИЗЕМНЫМИ ТЕПЛОВЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

При извержениях вулканов, катастрофических пожарах, аварийных промышленных выбросах и т. п. наблюдается возникновение и взаимодействие в атмосфере многих крупномасштабных термических неоднородностей, вызывающих интенсивные воздушные течения.

Публикаций, в которых исследуются трехмерные задачи о взаимодействии нескольких (больше двух) газообразных объектов немного. В экспериментальной работе [1] изучается движение и взаимодействие трех, четырех и шести одинаковых вихревых колец, эжектируемых из отверстий, равномерно расположенных на окружности. В [2] численно исследуется столкновение шести воздушных сферических ударных волн, инициированных точечными взрывами. В [3] приближенно решена задача о подъеме и объединении облаков множественных ядерных взрывов.

В настоящей работе на основе полной системы нестационарных уравнений Навье — Стокса для сжимаемого теплопроводного газа развита численная методика решения пространственных задач теории конвекции, ориентированная на векторно-конвейерный комплекс ЕС 1037 — ЕС 2706. Решена задача о подъеме и взаимодействии семи крупномасштабных приземных термик в атмосфере.

1. Постановка задачи. Численная методика. Пусть в начальный момент $t = 0$ на плоской поверхности имеется семь одинаковых термик с внешними контурами в виде полусфер радиуса R_0' , центры шести из них расположены равномерно на окружности радиуса L' , а седьмого — в ее центре. Температура в каждом термике распределена по закону, $T = T_s' + (T_s' - T_0) \exp[-(bR/R_0')^2]$, где R — расстояние от точки x, y, z до центра термика, T_s' — температура в его центре, $T_0 = T_a(0)$ — температура невозмущенной атмосферы на поверхности. Такое распределение температуры в термике взрывного происхождения общепринято (см., например, [4]). Газ во всей расчетной области (см. ниже) неподвижен: $v = (u, v, w) = 0$, а давление всюду и температура вне термик соответствуют их значениям $p_a(z)$ и $T_a(z)$ в стандартной атмосфере.

Используется полная система нестационарных уравнений Навье — Стокса для сжимаемого теплопроводного газа в декартовых координатах [4].

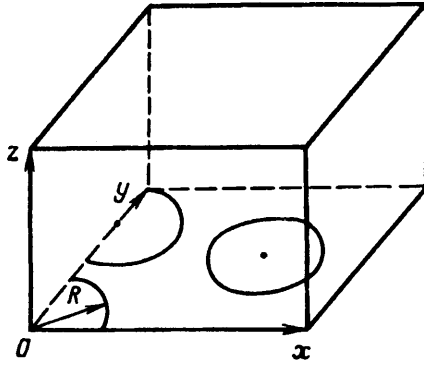
Задача в данной постановке имеет перпендикулярные плоскости симметрии $x = 0$ и $y = 0$, проходящие через центр окружности O . Как всегда, при численном моделировании течения в неограниченной среде вводятся искусственные границы, $f(t)$, $\varphi(t)$, $\psi(t)$, образующие расчетную область $V(t)$ и расположенные достаточно далеко от зоны интенсивного течения, практически в невозмущенном газе (это обеспечивается движением границ). Расчетная область имеет вид прямоу. ольного параллелепипеда (фиг. 1).

$$V(t) = \{0 \leq x \leq f(t), 0 \leq y \leq \varphi(t), 0 \leq z \leq \psi(t)\}$$

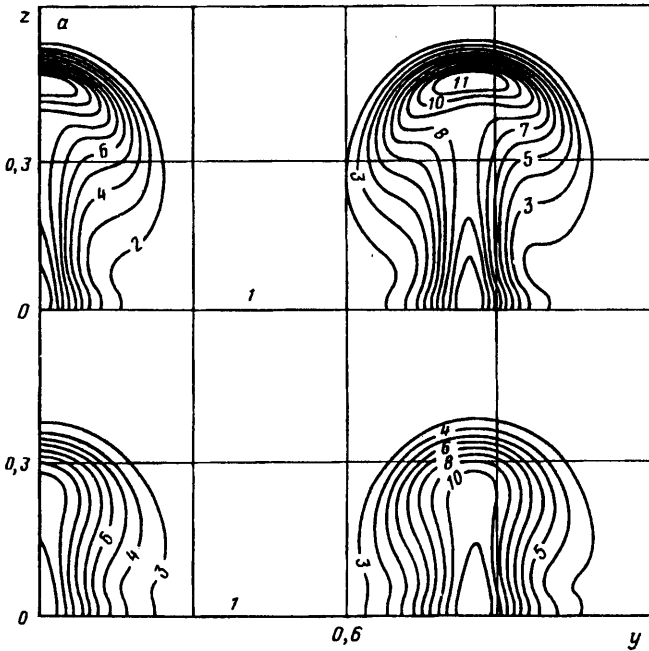
Асимптотические условия на бесконечности.

$$R \rightarrow \infty : u, v, w \rightarrow 0, p \rightarrow p_a(z), T \rightarrow T_a(z)$$

заменяются приближенными краевыми условиями на подвижных границах.



Фиг. 1



Фиг. 2

На границах $f(t)$, $\varphi(t)$ и $\psi(t)$ используются «мягкие» краевые условия для касательных компонент скорости, условие непротекания для нормальной компоненты и требование равенства давления и температуры их значениям в невозмущенной атмосфере. На подстилающей плоскости $z=0$ выполняются условия прилипания.

Граничные условия имеют вид

$$x = 0: u = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (1.1)$$

$$x = f(t): u = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad p = p_a(z), \quad T = T_a(z)$$

$$y = 0: \frac{\partial u}{\partial y} = v = \frac{\partial w}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0$$

$$y = \varphi(t): \frac{\partial u}{\partial y} = v = \frac{\partial w}{\partial y} = 0, \quad p = p_a(z), \quad T = T_a(z)$$

$$z = 0: u = v = w = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0$$

$$z = \psi(t): \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = w = 0, \quad p = p_a(\psi), \quad T = T_a(\psi)$$

Обезразмеривание производится с помощью следующих масштабов: высоты неоднородной атмосферы Δ — для длины, $\sqrt{\Delta/g}$ — для времени, $\sqrt{\Delta/g}$ — для скорости, $\rho_0 = \rho_a(0)$ — для плотности, $T_0 = T_a(0)$ — для температуры.

Исходная система уравнений, начальные и граничные (1.1) условия содержат семь безразмерных параметров

$$R_0 = \frac{R_0'}{\Delta}, \quad L = \frac{L'}{\Delta}, \quad T_s = \frac{T_s'}{T_0}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v},$$

$$Re = \frac{\Delta \sqrt{\Delta g} \rho_0}{\mu}, \quad Pr = \frac{\mu \rho_0 c_p}{k}, \quad M = \sqrt{\frac{\Delta g}{\gamma R^0 T_0}} \quad (1.2)$$

Здесь μ и k — коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности, c_p и c_v — удельные теплоемкости.

Для численного решения задачи применялась конечно-разностная методика, основанная на явной трехшаговой схеме расщепления по физическим процессам [4]. Построен векторизированный алгоритм и написана соответствующая программа, ориентированная на векторно-конвейерную вычислительную систему ЕС 1037 — ЕС 2706 (характеристики вычислительного комплекса конвейерных вычислителей ЕС 2706 в составе ЭВМ ЕС-1037 приведены в [5]), что позволило на порядок увеличить скорость счета. Использовалась сетка, имеющая $52 \times 58 \times 41$ (123 656) узлов. Проводился контроль за выполнением законов сохранения массы и энергии.

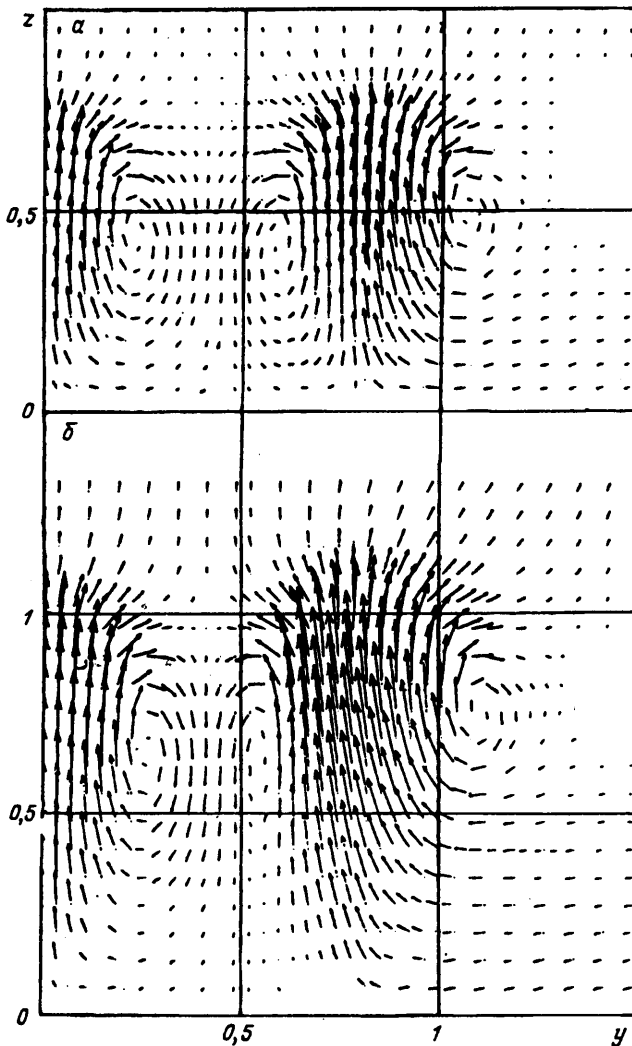
2. Результаты расчетов. Поставленная выше задача решалась при следующих значениях определяющих параметров (1.2): $R_0 = 0,3$, $L = 0,87$, $T_s = 4,7$ (вариант I) и 2,3 (вариант II), $Re = 10^3$, $Pr = 1$, $M = 0,4$, $\gamma = 1,4$.

Рассмотрим, как протекают процессы подъема и взаимодействия семи термиком с течением времени и какое влияние оказывает на эти процессы разница в начальных температурах (тепловая энергия x). Результаты расчетов показывают, что до момента времени $t = 0,7$ подъем, увеличение размеров и остывание каждого термика в системе происходят так же, как у соответствующего одиночного объекта. На этой ранней стадии вихревые поля, образовавшиеся около термиком, практически не взаимодействуют друг с другом. Для варианта I с большим запасом тепловой энергии векторные поля более интенсивны. При $t = 0,7$ наиболее нагретый газ в термиках еще примыкает к подстилающей поверхности, как и у одиночных термиком на ранней стадии развития [6, 7]. В поперечных сечениях термиком, параллельных подстилающей поверхности, изотермы имеют вид концентрических окружностей.

К моменту времени $t = 1,4$ векторные поля, индуцируемые каждым из термиком, приходят в соприкосновение и термики начинают взаимодействовать. Осевая симметрия каждого отдельного объекта уже нарушена. На фиг. 2 представлены изотермы в плоскости симметрии $x = 0$ для обоих вариантов при $t = 1,4$.

Кривые 1—11 на фиг. 2, а соответствуют температурам $T = 0,96$ —2,45 с шагом $\Delta T = 0,15$ (вариант I), а на фиг. 2, б — температурам $T = 0,89$ —1,65 с шагом $\Delta T = 0,08$ (вариант II).

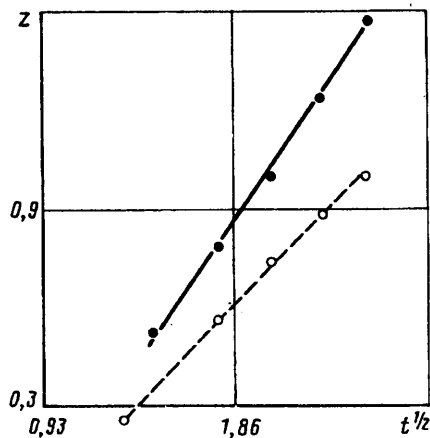
Здесь особенно наглядно проявляется разница в темпах протекания процессов всплывания и взаимодействия термиком в зависимости от разницы в начальных



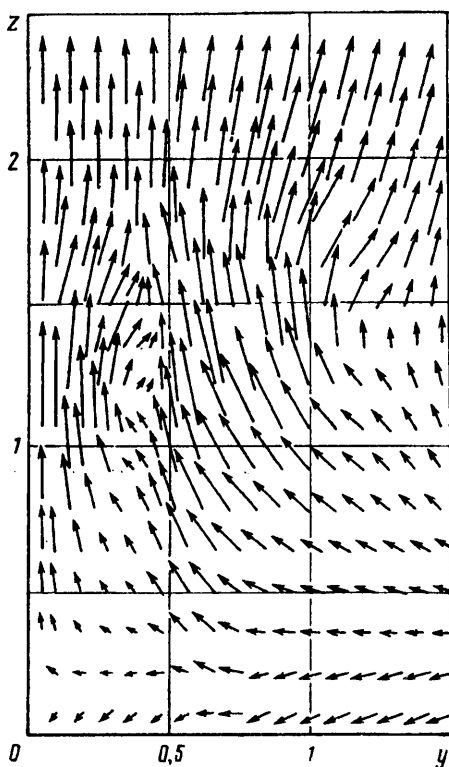
Фиг. 3

перепадах температуры (или плотности). В силу большей плавучести для варианта с максимальной температурой $T_s = 4,7$ в интервале времени от 1 до 1,2 происходит разделение на две части наиболее нагретой области в каждом термике системы: одна ее часть отрывается от поверхности и устремляется вслед за верхней кромкой термика, другая — остается у подстилающей плоскости (фиг. 2, а). Подробно этот процесс для одиночного термика исследован в [7]. Для варианта с $T_s = 2,3$ к моменту времени $t = 1,4$ наиболее нагретая область еще остается у поверхности (фиг. 2, б).

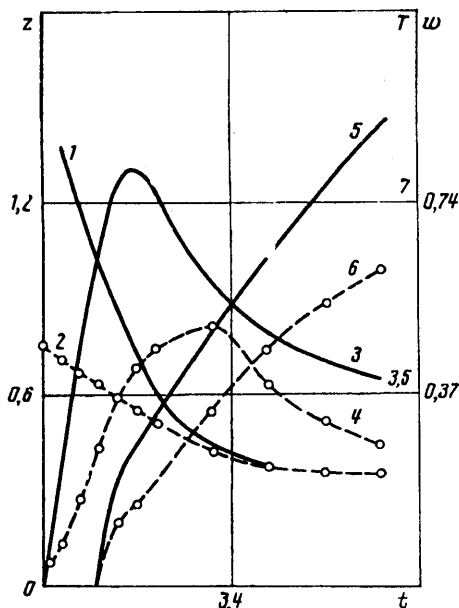
Дальнейшее усиление циркуляционного движения приводит к увеличению интенсивности струй центральных осевых потоков (столбов) у каждого из семи образовавшихся вихревых колец. В начале этого процесса параллельные вертикальные периферийные струи из-за взаиможекции притягиваются, так же, как, например, отопительно-вентиляционные струи, вытекающие из воздухораспределителей, расположенных равномерно по периметру окружности [8]. В итоге происходит отклонение их осей от вертикали с встречным наклоном к оси центральной струи системы, т. е. к общей оси симметрии системы.



Фиг. 4



Фиг. 5



Фиг. 6

Наклон центральных столбов периферийных струй приводит к встречному наклону периферийных (расположенных по периметру окружности) вихревых колец таким образом, что сближенные части этих колец оказываются несколько ниже более удаленных, и с течением времени эта тенденция усиливается. При этом центральное вихревое кольцо остается полностью на уровне внутренних частей периферийных колец, также отставая в подъеме от их внешних фрагментов. На фиг. 3, а представлено векторное поле скорости в плоскости $x = 0$ для варианта I при $t = 2,1$.

В результате поперечного расширения периферийных колец их трубки сначала вступают в контакт с трубкой внутреннего кольца, а затем в ходе дальнейшего увеличения их размеров происходит сильная деформация наиболее сближенных опущенных внутренних сечений трубок периферийных колец и сечений трубки центрального кольца: их поперечные размеры уменьшаются, продольные увеличиваются, а также происходит их дальнейшее опускание. На фиг. 3, б в плоскости $x = 0$ представлено векторное поле скорости для варианта I при $t = 3,1$.

Естественно, что и этот процесс более интенсивно протекает для системы термиков с большей плавучестью. В то время, когда происходит интенсивное взаимодействие внутренних фрагментов вихревых трубок периферийных колец с трубкой центрального кольца, их внешние, наиболее удаленные от общей оси симметрии части реагируют на взаимодействие весьма слабо. Более того, сечения этих частей для каждого из шести вихревых колец поднимаются по автомодельному закону $z \sim t^{1/2}$.

На фиг. 4 приведены зависимости высот подъема внешних сечений колец, определяемых по точкам с максимальной завихренностью, от $t^{1/2}$: сплошная прямая соответствует варианту I, штриховая — варианту II.

В результате слияния наклонных струй (центральных столбов) периферийных вихревых колец со струей центрального кольца в областях между этими струями и объединенной струей образуется зона пониженного давления [9, 10], куда вовлекается газ, расположенный внизу под кольцами. Это приводит к постепенному подавлению циркуляционных течений и трансформацию их в струйное течение.

Этот процесс иллюстрирует фиг. 5, на которой представлен внутренний фрагмент картины векторного поля скорости в плоскости $x = 0$, при $t = 6,1$ для варианта I. К этому моменту времени произошло слияние струй, циркуляционные движения полностью подавлены, объединенное течение представляет собой мощный поток газа в виде вертикальной расширяющейся струи с интенсивным подсосом снизу (фиг. 3, в).

Для варианта II, хотя к моменту $t = 6,1$ объединенная струя уже образовалась, циркуляционные течения во внутренних сечениях периферийных колец и в сечениях центрального кольца еще имеют место. И только к моменту времени $t = 8,2$ эти циркуляционные движения полностью исчезают и объединенное течение трансформируется в струйное.

На фиг. 6 кривые 1, 2 показывают зависимости максимальных температур T_{\max} от времени t ; к моменту времени $t = 4,1$ максимальные температуры облаков выравниваются. Интересно, что при этом наиболее нагретые области в периферийных облаках (для обоих вариантов) располагаются по внешнему периметру. Кривые 3, 4 показывают зависимости максимальных вертикальных составляющих скоростей w_{\max} (для вариантов I и II соответственно) от времени t , а кривые 5, 6 — высоты подъема $z(t)$ (определяемые по точкам с максимальной температурой, а на поздней стадии по точкам с максимальным значением завихренности). Естественно, для более горячей системы термиков подъем происходит быстрее.

В заключение отметим, что проведенный контроль за выполнением законов сохранения дал дисбалансы в 2,5% по массе и 5,1% по энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Oshima Y., Asaka S. Interaction of multi-vortex rings//J. Phys. Soc. Japan. 1977. V. 42. № 4. P. 1391—1395.
2. Демченко В. В., Немчинов И. В. Трехмерные движения газа при пробое в нескольких точках на окружности//Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26. № 6. С. 131—134.
3. Zimmerman A. W. Multiburst cloud rise//AIAA Journal. 1978. V. 16. № 6. P. 619—621.
4. Андрущенко В. А., Горбунов А. А., Кестенбойм Х. С., Чудов Л. А. Численное исследование

- пространственного взаимодействия двух крупномасштабных термик//Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 4. С. 53—59.
5. Горбунов А. А. Расширение языка Фортран для программирования конвейерных вычислителей: Препринт № 503: М.: ИПМех АН СССР, 1991. 45 с.
 6. Заславский Б. И., Юрьев Б. В. Исследование движения приповерхностного термика//ПМТФ. 1987. № 3. С. 81—87.
 7. Андрущенко В. А. Численное моделирование подъема приповерхностных термик//Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 2. С. 129—135.
 8. Гуськов А. С. Распределение параметров вертикального воздушного потока при слиянии струй//Охрана труда в промышленности. М.: Профиздат, 1980. С. 90—97.
 9. Marsters G. F. Interaction of two plane, parallel jets//AIAA Journal. 1977. V. 15. № 12. P. 1756—1762.
 10. Pera L., Gebhart B. Laminar plume interaction//J. Fluid Mech. 1975. V. 68. № 2. P. 259—271.

Москва

Поступила в редакцию
17.I.1992