

УДК 532.517.4

О ДВИЖЕНИИ ТЕРМИКОВ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ АТМОСФЕРЕ

Б. И. Заславский, Б. В. Юрьев

Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, 141570 Менделеево Московской области

Рассматриваются закономерности движения в стратифицированной атмосфере термик — одиночных и множественных свободных объемов плавучего газа, последовательно с некоторой частотой возникающих вблизи горизонтальной поверхности. В реальной атмосфере крупномасштабные термики такого типа возникают, например, в результате мощных импульсных воздействий на окружающую среду, последовательно произведенных в одной и той же точке вблизи поверхности земли.

1. Рассмотрим следующую задачу. Пусть в среде с плотностью $\rho_0 = \rho_0(z)$, ограниченной снизу горизонтальной плоскостью S , в поле силы тяжести g в моменты времени $t_i = \tau_i$ ($i = 0, 1, 2, \dots, n - 1$) последовательно возникают n термик — осесимметричных свободных объемов Q_i , заполненных средой с плотностью $\rho_i < \rho_0(0)$. Граница Q_i — поверхность F_i , причем при $t = t_i$ часть этой поверхности может совпадать с S . Введем цилиндрическую систему координат (z, r) , ось z которой совпадает с осью симметрии задачи и направлена вверх, центр системы координат расположен в точке пересечения оси z с поверхностью S . Требуется определить движение газа, первоначально заполнявшего термика, в пространстве над плоскостью S при $t > 0$.

Ранее проведенные модельные эксперименты по взаимодействию термик [1] показали, что как процесс взаимодействия, так и характер дальнейшего подъема термик неустойчивы — даже относительно небольшие вариации начального расположения и размеров термик могут существенно изменять закономерности движения результирующих объектов. Наличие стратификации атмосферы обостряет эту ситуацию.

Для прогнозирования движения взаимодействующих термик в реальной атмосфере весьма продуктивным является метод физического моделирования.

В работах [2–6] показано, что в рассматриваемых условиях (большие числа Рейнольдса Re , отсутствие пограничных слоев) движение термик определяется силами Архимеда и инерции, а влияние сил вязкости относительно невелико. При рассмотрении движения термика в однородной среде масштабный фактор становится несущественным, а в стратифицированной среде соотношение масштабов явления и стратификации является дополнительным параметром, определяющим движение [6–8]. Наличием вязкости нельзя пренебрегать и при относительно медленном развитии движения (например, при зависании и разрушении термика на уровне нулевой плавучести).

Метод не только качественного, но и количественного моделирования свободных течений при очень больших различиях в значениях чисел Re , а также методы моделирования явлений стратификации рассмотрены в работе [9].

Для создания физической модели атмосферы могут быть взяты азотно-гелиевая и фреоно-воздушная смеси. Путем варьирования их состава можно получить газы плотностью от $0,13\rho_0$ до $5\rho_0$, где ρ_0 — плотность воздуха. Стратификация создается путем поддержания постоянства составов смесей в двух-трех горизонтальных сечениях герметичной камеры, например с помощью медленной подачи смесей со дна и потолка камеры

и вывода через горизонтальное щелевое отверстие в ее центральной части. Правильное поддержание расхода должно быть автоматизировано. При этом благодаря естественной диффузии в рабочем пространстве камеры устанавливается стратификация по плотности. Градиенты плотности определяются начальными плотностями смесей и расстояниями от потолка и пола до отверстия. Этот метод поддержания стратификации можно назвать *динамическим*, в отличие от статического, применяемого при проведении опытов в водных растворах. Необходимость использования *динамического* метода в газовой среде связана с тем, что коэффициенты диффузии в газах существенно выше, чем в жидкостях.

Рассмотрим движение несжимаемой стратифицированной по плотности среды и сравним его с движением сжимаемой атмосферы.

Будем предполагать, что в невозмущенной атмосфере значения параметров состояния — температуры T_0 , давления P_0 , плотности ρ_0 — зависят только от высоты z над поверхностью земли: $T_0 = T_0(z)$, $P_0 = P_0(z)$, $\rho_0 = \rho_0(z)$. Эти параметры в любой точке пространства связаны уравнением состояния $P_0 = \rho_0 RT_0$ и уравнением гидростатики $dP_0/dz = -\rho_0 g$.

Следуя [3, 9, 10], допустим, что при перемещении по вертикали частиц, составляющих атмосферу (микрообъемов, заполненных воздухом), их состояние изменяется адиабатически — частицы не теряют и не приобретают тепла. В этом случае стратификация атмосферы характеризуется потенциальной температурой $\theta_0(z)$:

$$\theta_0 = T_0(1000/P_0)^{0,286}$$

(давление P_0 здесь измеряется в миллибарах).

Связь θ_0 , C_0 , ρ_0 определяется соотношением [9]

$$-1/\theta_0(d\theta_0/dz) = 1/\rho_0(d\rho_0/dz) + g/C_0^2, \quad (1)$$

где C_0 — скорость звука.

Если в процессе движения изменения плотности частиц происходят достаточно медленно, то эффекты плавучести, связанные со стратификацией сжимаемой атмосферы, могут быть изучены на основании результатов, полученных в условиях несжимаемой жидкости [9, 10]. Для этого плотность $\rho(z, t)$ при переходе к атмосферным условиям следует заменить (с учетом знака градиента) на потенциальную температуру $\theta(z, t)$. Как следует из уравнений Эйлера и (1), такая замена означает потерю несущественного во многих задачах акустического решения.

Заметим, что в реальной атмосфере при подъеме крупномасштабных термик на большие высоты их объем и плотность меняются из-за уменьшения атмосферного давления. При интерпретации результатов моделирования нужно учитывать, что в модельных условиях не удастся достичь адекватных натурным изменений плотности термика в процессе его подъема.

Таким образом, реальной атмосфере с известными ограничениями может быть поставлена в соответствие несжимаемая стратифицированная по плотности среда, движение которой может моделироваться в лабораторных условиях. При этом частота Вейселя — Брента

$$N = \left(\frac{g}{\rho_0} \left| \frac{d\rho_0}{dz} \right| \right)^{1/2} \quad (2)$$

входит в критериальные соотношения в качестве основного определяющего параметра.

2. В работах [5, 6, 11, 12] показано, что все одиночные термики с плотностью ρ_i , всплывающие в однородной среде с плотностью ρ_0 , по характеру движения и внутренней структуре подобны. Явная зависимость уравнений движения и граничных условий от началь-

ного радиуса $R_{0i} = (3Q_i/(4\pi))^{1/3}$ и относительного перепада плотности $\xi_i = (\rho_i - \rho_0)/\rho_0$ исключается введением безразмерных функций и координат:

$$t^0 = t \left(\frac{\xi_i}{R_{0i}} \right)^{1/2}, \quad z^0 = \frac{Z}{R_{0i}}, \quad U^0 = \frac{U}{(g\xi_i R_{0i})^{1/2}}, \quad (3)$$

где t — время; Z — длина; U — скорость.

Из (3) следует, что в рамках выдвинутых предположений подобие обеспечивается при геометрическом подобии начальных конфигураций термика и пропорциональности отношения плотностей. Для подобных термиком могут быть введены безразмерные функции и координаты, позволяющие исключить из рассмотрения масштабы явления.

При моделировании движения множественных термиком (с одинаковыми начальными плотностями) помимо геометрического подобия должно быть обеспечено соответствие моментов и координат появления термиком в натуральных и модельных условиях.

В случае стратифицированной атмосферы появляются дополнительные определяющие параметры. В качестве одного из них можно взять высоту уровня нулевой плавучести термика H_0 (уровня равновесия, для которого $\rho_0(H_0) = \rho_i$).

3. Оценим влияние стратификации на высоту подъема термика. Как отмечалось в [6], до значений $z \sim 5R_0$ термик представляет собой всплывающий шар. Уравнение энергии такого шара имеет вид

$$\int_0^z [\rho_0(z) - \rho_1(z)] Q(z) g dz = (1/3)\pi \rho_0 R^3 u^2 = \rho_1(z) Q(z) \int_0^z \xi(z)/(1 - \xi(z)) dz, \quad (4)$$

где $\rho_1(z) Q(z) = \rho_1(0) Q_0 = \text{const}$ — масса легкого газа.

Скорость подъема облака

$$u = 2/3(\xi g R)^{1/2}. \quad (5)$$

Подставляя (5) в уравнение (4), получаем $(R^0)^4 = (1/9)\xi_1(1 - \xi)\rho_1(0)/(\xi(1 - \xi_1)\rho_1)z^0$, где $\xi_1/(1 - \xi_1)$ — некоторое среднее значение $\xi/(1 - \xi)$ на интервале $(0, z)$. Отсюда

$$\frac{dz^0}{dt} = \sqrt{3}\xi/\xi(0)(\xi_1(1 - \xi)\rho_1(0)/(\xi(1 - \xi_1)\rho_1))^{1/8} z^{1/8} = k\sqrt{3}z^{1/8}.$$

Значение $\xi(z) = (\rho_0(z) - \rho_1(z))/\rho_0(z)$ в реальной атмосфере при изменении высоты от 0 до 9 км изменяется на 10–15%, отношение $\rho_1(0)/\rho_1(z)$ меняется менее чем в два раза, коэффициент k , определяющий влияние стратификации до указанной высоты, при этом $1 \leq k \leq 1,1$. Такие изменения коэффициента k не оказывают существенного влияния на высоту подъема.

4. Для моделирования движений крупномасштабных термиком создана установка (рис. 1), в рабочей части которой размещены механизмы для получения запрограммированного пространственно-временного расположения термиком.

Термики возникали при освобождении подкрашенной табачным дымом азотно-гелиевой смеси заданного состава (заданной плотности) из-под мыльной пленки. Периодичность возникновения термиком в окрестности одной точки пространства обеспечивалась путем последовательной подачи «зарядов» 1, помещенных на вращающуюся платформу 2 в заданную область рабочего пространства камеры 3, где происходило «иницирование» термика — освобождение плавучего объема путем прожигания мыльной пленки. Существенно, что за 0,05–0,1 с до инициирования «заряд» останавливался в заданном месте и оставался неподвижным вплоть до момента запуска. Таким образом осуществлялось несколько последовательных «подрывов» через равные промежутки времени 0,25–0,4 с.

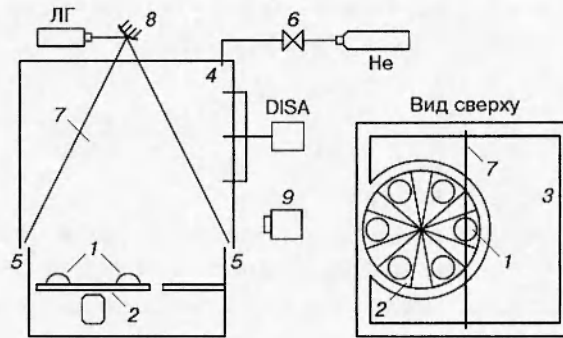


Рис. 1

Установка позволяет исследовать движения термиков в стратифицированной среде. Стратификация достигается при использовании в качестве модели атмосферы азотно-гелиевой смеси переменного состава. Распределение плотности по высоте определяется естественной диффузией гелия и скоростью его подачи в верхнюю часть камеры через отверстие 4. После медленного заполнения гелием верхней части рабочей камеры (от потолка до сечения 5, в котором имеются щели, соединяющие камеру с атмосферой) скорость подачи его с помощью редуктора 6 уменьшалась практически до нуля. В таком состоянии смесь в рабочей камере выдерживалась некоторое время для установления естественной стратификации. В верхней части 4 герметичной рабочей камеры 3 оказывался практически чистый гелий, а в нижней 5 — воздух. Плотность среды в камере на различных уровнях контролировалась термоанемометрическим мостом фирмы DISA, установленным на двух промежуточных уровнях. Эти измерения позволяют утверждать, что с точностью до 10% в камере устанавливалась стратификация с линейной зависимостью плотности от высоты. К оптическим средствам исследования движения термиков относятся лазерный нож 7 (луч лазера ЛГ-106М, веерообразно разведенный с помощью выпуклого цилиндрического зеркала 8) и кинокамера 9.

5. На рис. 2 представлена кинограмма движения одиночного термика в стратифицированной среде. Закономерности его движения на начальном участке практически совпадают с аналогичными для термиков, движущихся в однородной среде [13]: из полусферического термика образуется тороидальное вихревое кольцо, всплывающее с приблизительно постоянной скоростью. Радиус вихревого кольца R при подъеме увеличивается в соответствии с формулой [6]

$$\alpha = \frac{dR}{dz} = \frac{4\xi V g}{\Gamma^2(2 \ln(8R/r) - 1)}, \quad (6)$$

где r — малый радиус тора; Γ — циркуляция вихревого кольца. Отличие от случая однородной атмосферы наблюдается при приближении термика к линии нулевой плавучести. Начиная с уровня $z^0 = 6$ уменьшается параметр $\alpha = dR/dz$ — отношение скорости увеличения радиуса вихревого кольца к скорости подъема. Зависимость параметра α от высоты подъема термика z^0 показана на рис. 3. При прохождении уровня нулевой плавучести ξ меняет знак и α становится отрицательным в соответствии с формулой (6). Подъем вихревого кольца замедляется (графики движения представлены на рис. 4). Поднявшись на высоту $z^0 = 1,3H_0^0$, термик останавливается, затем опускается, возбуждая сильную внутреннюю волну, и постепенно разрушается, совершив несколько затухающих колебаний с частотой Вайсяля — Брента. Например, для термика, график движения которого показан на рис. 4 сплошной линией (кружками показан график движения верхней точки термика,

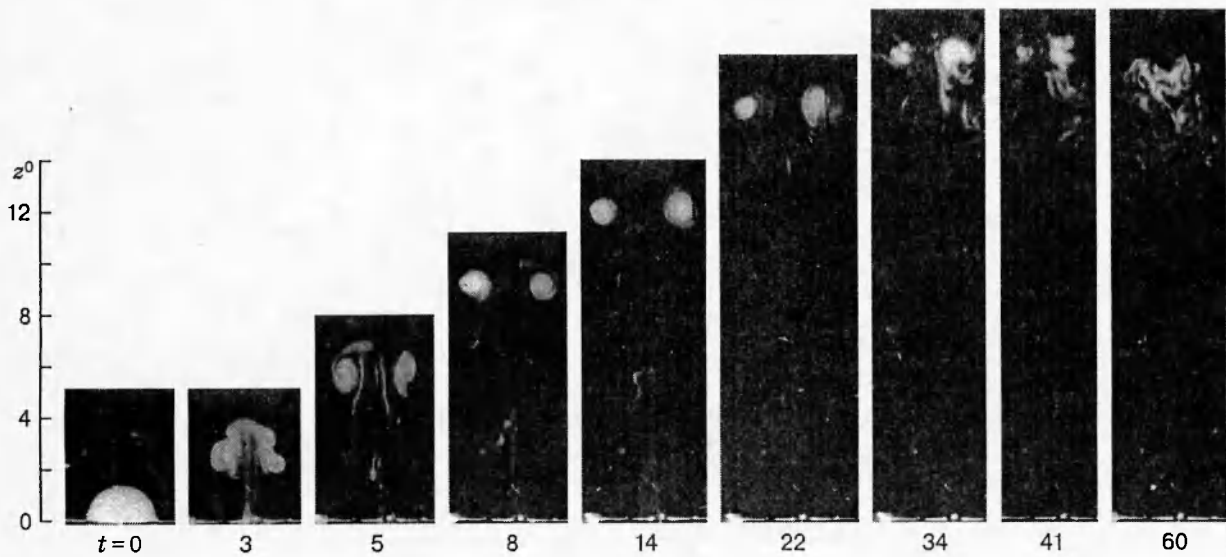


Рис. 2

а треугольниками — нижней), уровень нулевой плавучести находился на высоте $H_0^0 = 16$ ($\xi = 0,5$). Вычисленное по формулам (2) и (3) безразмерное значение периода колебаний $T_A^0 = 2\pi\sqrt{H_0^0} = 25$ соответствует экспериментально измеренному времени между двумя максимумами высоты на графике движения этого термика.

В некоторых случаях при прохождении линии нулевой плавучести происходило деление торообразного ядра термика на две части, поднимающиеся с различными скоростями.

Проведено исследование движения периодически возникающих термиком с использованием вращающейся платформы 2 (см. рис. 1), на которой располагались подготовленные к запуску полусферические мыльные пузыри, заполненные азотно-гелиевой средой заданной плотности. Скорость вращения платформы варьировалась путем изменения напряжения, подаваемого на двигатель. Графики движения множественных термиком, инициируемых

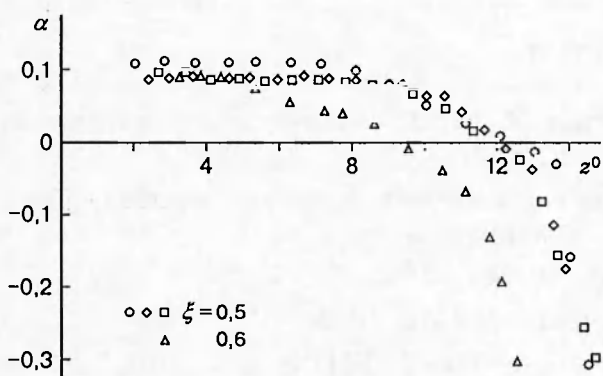


Рис. 3

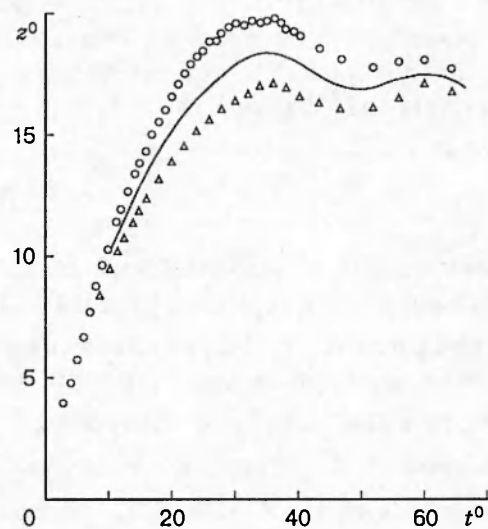


Рис. 4

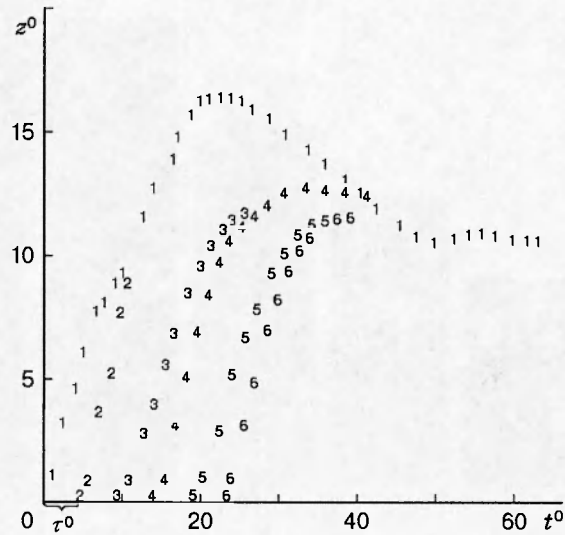


Рис. 5

через равные промежутки времени в одной и той же точке пространства, в безразмерных координатах (3) приведены на рис. 5 (цифры на графике обозначают номер термика).

Отметим основные особенности их движения. Уровень нулевой плавучести в данном случае располагался на высоте $H^0 \sim 10$. Было инициировано шесть термиков с интервалом времени $\tau^0 = 4$. До высоты $z^0 = 5$ первый и второй термики поднимаются независимо друг от друга, затем второй термик, движущийся в атмосфере, возмущенной при прохождении первого термика, начинает ускоряться, нагоняет первый термик на высоте $z^0 \sim 12$ и втягивается внутрь него — происходит классическая *чехарда вихрей* [14, с. 305], после чего они оба разрушаются, опускаясь на высоту нулевой плавучести и нарушая осевую симметрию движения. Попадающий в возмущенное поле третий термик начинает замедлять свое движение, не доходя до высоты нулевой плавучести, и разрушается также на высоте $z^0 \sim 12$, взаимодействуя с четвертым термиком. То же происходит и с последующими термиками. В результате через $t^0 \sim 40 \div 50$ все термики сливаются и образуют растекающееся бесформенное облако на высоте приблизительно 70% от высоты подъема одиночного термика в той же стратифицированной атмосфере, т. е. приблизительно на уровне нулевой плавучести.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анохина Т. Н., Заславский Б. И., Сотников И. М. Экспериментальное исследование взаимодействия термиков // ПМТФ. 1983. № 2. С. 23–27.
2. Онуфриев А. Т. Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва // ПМТФ. 1967. № 2. С. 3–15.
3. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкости. М.: Мир, 1977.
4. Скорер Р. Аэрогидродинамика окружающей среды. М.: Мир, 1980.
5. Заславский Б. И. О начальной стадии развития термика // ПМТФ. 1982. № 6. С. 65–69.
6. Заславский Б. И. О формировании и движении всплывающих вихревых колец в однородной и стратифицированной средах // Современные вопросы механики сплошной среды. М.: Моск. физ.-техн. ин-т, 1985.

7. 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.
8. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф., Лазарев В. В., Шацких Ю. В. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере / АН СССР. Ин-т хим. физики. Препр. Черногловка, 1985.
9. Lessen M. J. On the power laws for turbulent jets, wakes and shearing layers and their relationship to the principle of marginal instability // Fluid Mech. 1978. V. 88, pt 4. P. 535–540.
10. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978.
11. Горев В. А., Гусев П. А., Трошин Я. К. Моделирование подъема и сгорания облака легкого газа в атмосфере // Докл. АН СССР. 1972. Т. 205, № 4. С. 875–878.
12. Заславский Б. И., Юрьев Б. В. Экспериментальное исследование процессов трансформации свободного шарообразного объема легкого газа в вихревое кольцо // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1983. № 8/2. С. 40–46.
13. Заславский Б. И., Юрьев Б. В. Исследование движения приповерхностного термика // ПМТФ. 1987. № 3. С. 81–87.
14. Лэмб Г. Гидродинамика. М.; Л.: ОГИЗ: Гостехтеоретиздат, 1947.

Поступила в редакцию 25/III 1998 г.
