

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МНОЖЕСТВЕННЫХ КОНТАКТНЫХ ТЕРМИКОВ ВБЛИЗИ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 532.517.4

Б. И. Заславский, И. С. Щербаков, Б. В. Юрьев

ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений,
141570 Менделеево Московской области

Закономерности движения одиночных термик (свободных плавучих объемов), возникающих при высотных и контактных взрывах, изучены достаточно полно (см. [1–7]). Отдельные вопросы движения множественных термик рассматривались в [8–10]. В случае возникновения в течение короткого промежутка времени на или вблизи подстилающей поверхности нескольких близкорасположенных термик они, взаимодействуя, создают в приповерхностном слое неоднородное облако плавучего газа. Цель данной работы — исследование динамики термик и движения газа вблизи подстилающей поверхности.

Пусть в моменты времени t_i на различных высотах H_i от поверхности $F = F(x)$ в точках с координатами x_i в среде с заданной плотностью ρ_0 в поле силы тяжести g возникает ряд термик объемом V_i и плотностью ρ_i ; причем некоторые из них в моменты t_i примыкают к поверхности F (контактные термики). Требуется определить движение в пространстве над F .

Одиночный контактный термик в начальный момент времени представляет собой однородное облако плавучего газа определенной формы, примыкающее к подстилающей поверхности. Ранее исследовались подобные облака цилиндрической и полусферической формы [7]. Подъем таких термик сопровождается трансформацией первоначального объема в тороидальное вихревое кольцо. Существенная особенность этих движений — сходящееся радиальное приповерхностное течение, отсекающее термик от подстилающей поверхности. При этом закономерности движения передней точки потока внешней среды для цилиндрического и полусферического термик несколько различаются. Для цилиндрического термика закон движения этой точки имеет вид [7]

$$r^0 = R_0^0 \quad \text{при } t^0 < t_n^0, \quad R_0^0 - r^0 = \sqrt{2} (t^0 - t_n^0) \quad \text{при } t^0 \geq t_n^0, \quad (1)$$

где

$$r^0 = r/h, \quad R_0^0 = R_0/h, \quad t^0 = t(\xi g/h)^{1/2}; \quad (2)$$

h, R_0 — высота и радиус основания цилиндрического термика; r — радиус-вектор головной точки радиального течения; t — время; $\xi = (\rho_0 - \rho)/\rho_0$ — относительная плотность термика; ρ_0 — плотность атмосферы; ρ — плотность газа термика.

Для полусферического термика закон движения головной точки также выражается формулами (1), однако

$$r^0 = r/h_{\text{эф}}, \quad R_0^0 = R_0/h_{\text{эф}}, \quad t^0 = t(\xi g/h_{\text{эф}})^{1/2}. \quad (3)$$

В отличие от (2), здесь вместо высоты цилиндрического термика h используется величина $h_{\text{эф}}$ — эффективная высота полусферического термика, за которую можно принять высоту цилиндрического термика, опирающегося на ту же площадь, что и полусферический, и имеющего тот же объем. В этом случае $h_{\text{эф}} = (2/3)R_0$.

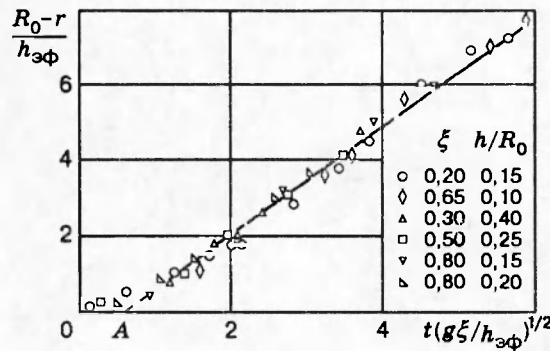


Рис. 1

На рис. 1 сопоставлены результаты измерений и расчета при $t_n^0 = 0,7$ для цилиндрического термика и 0,2 для полусферического.

Для осесимметричных течений (не только одиночный приповерхностный термик, но также и два или несколько термиков, центры которых расположены на одной вертикальной оси) зависимость от времени площади $S = S(t)$, покрытой плавучим газом (назовем ее зоной загазованности, $S^0(t^0)$ — относительный размер этой зоны), может быть легко определена, если известны значения $r = r(t)$. Действительно, для цилиндрического и полусферического термиков, согласно (1), имеем

$$S^0 = S(t)/S_0 = (1 - \sqrt{2}(t^0 - t_n^0)/R_0)^2. \quad (4)$$

На рис. 2 приведены результаты расчета по формулам (1)-(4) (кривая 1 — для полусферического термика, 2 — для цилиндрического) и соответствующих измерений, которые хорошо согласуются. Во всех рассмотренных ситуациях течение осесимметрично и $S(t)$ — круг.

Для множественных, одновременно возникающих термиков картина становится пространственной, и структура течения сильно изменяется. Были экспериментально изучены процессы подъема четырех и шести термиков на установке, представленной на рис. 3, где 1 — рабочая камера, 2 — подстилающая поверхность, 3 — контактные полусферические термики, 4 — сферические термики, 5 — лазер, 6, 7 — система зеркал, 10 — верхняя камера, 11 — боковая камера, 12 — баллоны с кислородом, гелием и азотом, 13 — смеситель,



Рис. 2

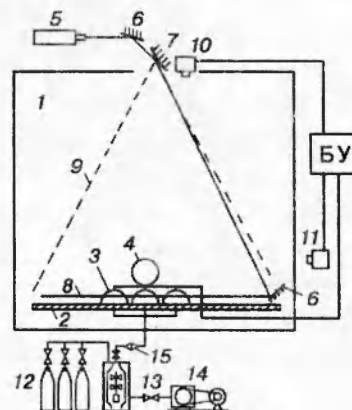


Рис. 3

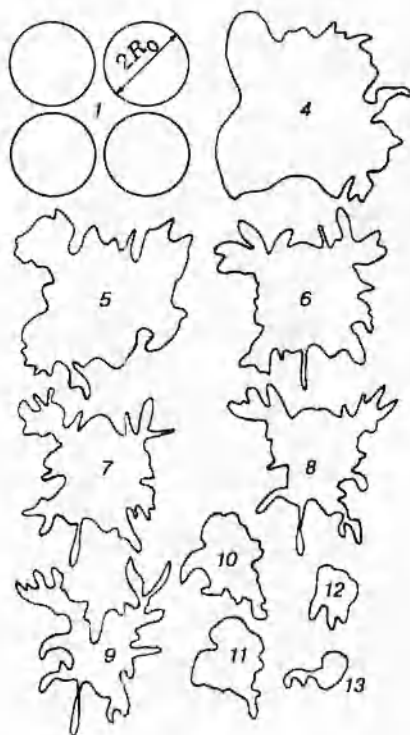


Рис. 3

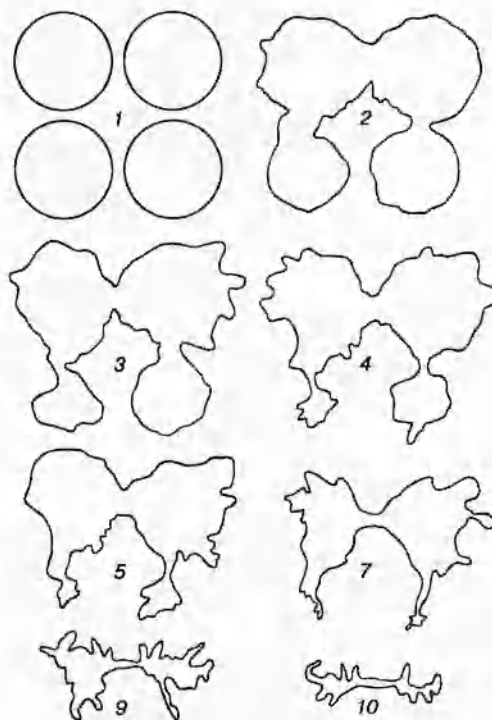


Рис. 4

14 — вакуумный насос, 15 — генератор дыма, БУ — блок управления.

В процессе исследования производилось фотографирование подкрашенных дымом и визуализированных системой подсветки вихревых течений.

Комплекс аппаратуры, позволяющей производить такие измерения, содержит кинокамеры и системы подсветки из световых (лазерных) ножей 8, 9. Световым ножом служит луч мощного лазера ЛГ-106М, веерообразно разведенный с помощью цилиндрического зеркала 7. Фотографирование может производиться одновременно сверху (через окно в крыше) и сбоку (через прозрачную стенку камеры); при этом нужно иметь два лазерных ножа: горизонтальный 8 и вертикальный 9.

В процессе развития движения конфигурация объема, в котором локализуется первоначально содержащийся в термиках газ, непрерывно изменяется из-за действия силы Архимеда, взаимодействий всплывающих термиков друг с другом и с подстилающей поверхностью; меняется также и концентрация этого газа вследствие перемешивания его с атмосферным воздухом. Эти изменения фиксируются покадровой съемкой камерами 10 и 11. Мерой снижения концентрации газа, первоначально заполнявшего термик (мерой снижения загазованности слоя), является степень уменьшения яркости свечения частиц в газе, находящемся в плоскости ножа.

На рис. 4 показана эволюция зоны загазованности в процессе подъема четырех одновременно возникших полусферических термиков (каждый радиусом R_0), центры которых расположены на плоскости в вершинах квадрата со стороной $2R_0$. Контуры зоны загазованности сняты с кинограммы подъема термиков (цифры на рисунке соответствуют номеру кадра, частота съемки 33 кадр/с).

При «идеальных» условиях (одновременное инициирование, одинаковые размеры и состав термиков) все четыре термика порождают общий неконцентрированный вихрь. Однако в большинстве опытов формирующиеся на начальном этапе вихревые кольца распада-

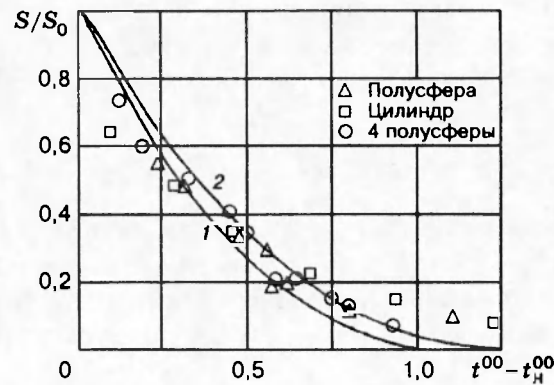


Рис. 6

ются в результате взаимодействия. При этом скорость подъема облака резко уменьшается. Образующиеся под каждым всплывающим термиком «ножки» движутся к центру (видна тенденция к их слиянию) и при этом закручиваются (возможно образование четырех смерчей). Вероятно, суммарная циркуляция «ножек» остается нулевой (два вихря вращаются в одну сторону, два — в другую).

В процессе исследований была определена динамика «свертывания» приповерхностных областей, в которых задерживается газ, первоначально находившийся в термике. Их площадь $S(t)$ определялась по кинограммам, полученным с помощью кинокамеры 10, расположенной в верхней части камеры. Лазерный нож системой зеркал переводился из вертикального в горизонтальное положение на высоте $2 \div 3$ мм от подстилающей поверхности и высвечивал в тонком сечении (толщина ножа 5 мм) подкрашенный дымом газ, первоначально находившийся в термике.

Изменение со временем площади загазованной приповерхностной области $S^0(t^0) = S(t)/S_0$ для четырех термиков показано на рис. 2, где $S_0 = 4\pi R_0^2$. Видно, что время дегазации подстилающей поверхности для множественных термиков существенно возрастает.

Изменение со временем контуров зоны загазованности при подъеме шести термиков — четырех приповерхностных (таких же, как в предыдущем случае) и двух сферических, центры которых расположены на высоте $2R_0$ над двумя соседними приповерхностными, показано на рис. 5 (частота съемки 16 кадр/с). Качественно картина повторяет все фазы рассмотренного выше движения, однако развивается она существенно медленнее. Видно, что в любой момент времени площадь, где сохраняется газ, заполнявший термики под парными объектами, существенно больше, чем под одиночными, и это отношение со временем только растет.

Приближенный общий закон дегазации приповерхностной области для всех рассмотренных выше движений может быть установлен, если воспользоваться следующим соображением. При одновременном освобождении множественных термиков, взаимодействующих между собой, возникает дефицит веса, благодаря которому под действием силы Архимеда осуществляется подъем массы газа, в состав которой входит не только газ термиков, но и объем внешней по отношению к термикам среды. В этот объем прежде всего должен войти газ, заполняющий пространство между термиками. При этом вследствие неизменности дефицита веса значение среднего относительного перепада плотности всплывающего газа ξ_{cp} должно уменьшаться по отношению к начальному ξ в термиках в пропорции

$$\xi_{cp}/\xi = V/V_B, \tag{5}$$

где V — суммарный объем всех термиков; V_B — объем всей всплывающей массы. За

V_B может быть приближенно взят цилиндр, основанием которого служит окружность с радиусом R_B , касающаяся (внутреннее касание) контуров приповерхностных термиком при $t = 0$, а высота h_B равна высоте верхней точки рассматриваемой группы термиком. В этом случае

$$\tau = (1/(\xi g)(3V_B/4\pi)^{1/3})^{1/2}, \quad t^{00} = t/\tau. \quad (6)$$

Соотношения (6) основаны на модели движения цилиндрического термика высотой h при $h < R_0$ (см. (1), (2), (4)). Если $h > R_0$, то более адекватной моделью общего движения группы термиком будет «усредненный по плотности» полусферический термик (см. (3), (4)). Значение среднего радиуса R_{cp1} в данном случае определяется соотношением $R_{cp1} = (3V_B/(4\pi))^{1/3}$. При этом

$$\tau_1 = (R_{cp1}/(\xi_{cp}g))^{1/2}, \quad t^{00} = t/\tau_1. \quad (7)$$

В реальном масштабе времени закон дегазации принимает вид

$$S/S_0 = \left(1 - \sqrt{2}(\xi g V)^{1/2} (4\pi/3)^{1/6} (t - t_n)/V_B^{2/3}\right)^2. \quad (8)$$

На рис. 6 зависимости $S^0(t^0)$, показанные на рис. 2, перестроены в координатах S^0, t^{00} . Как видно из рис. 6, все кривые, полученные в весьма различных ситуациях (одиночные, парные, множественные термики), группируются вдоль единой кривой, определенной зависимостями, которые следуют из (5)–(8).

Заметим, что, пользуясь (8), можно найти время отрыва $\tau_{от}$ от подстилающей поверхности газа, составляющего термик, из соотношения $S/S_0 = \left(1 - \sqrt{2}(\tau_{от} - t_n)/\tau\right)^2 = 0$, откуда $\tau_{от} = \tau/\sqrt{2} + t_n^0$.

Пристеночное течение, отесняющее легкий газ от подстилающей поверхности, вызвано перепадом гидростатических давлений на оси термика и за его пределами. Как показано выше, это течение всегда направлено к центру.

ПРИМЕР. При взрыве газа $\xi \sim 0,7 \div 0,8$. Если продукты взрыва занимают область высотой $h = 100$ м, то скорость течения вблизи подстилающей поверхности $v = (2\xi gh)^{1/2} \sim 40$ м/с, а время отрыва облака от поверхности $\tau_{от} \sim 5$ с.

Поток воздуха при такой скорости, действующий непрерывно в течение 5 с, способен повалить деревья, причем их вершины будут, естественно, направлены к центру.

ЛИТЕРАТУРА

1. Онуфриев А. Т. Теория движения вихревого кольца под действием силы тяжести. Подъем облака атомного взрыва // ПМТФ. 1967. № 2. С. 3–15.
2. 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.
3. Андрущенко В. А. Образование кольцевого вихря при подъеме нагретой массы воздуха в стратифицированной атмосфере // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 2. С. 186–189.
4. Заславский Б. И. О начальной стадии движения термика // ПМТФ. 1982. № 6. С. 65–69.
5. 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, вып. 2. С. 40–46.

6. **Заславский Б. И.** О формировании и движении всплывающих вихревых колец в однородной и стратифицированной средах // Современные вопросы механики сплошной среды. М.: МФТИ, 1985.
7. **Заславский Б. И., Юрьев Б. В.** Исследование движения приповерхностного термика // ПМТФ. 1987. № 3. С. 81–87.
8. **Андрущенко В. А., Горбунов А. А., Кестенбойм Х. С., Чудов Л. А.** Численное исследование пространственного взаимодействия двух крупномасштабных термиков // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 4. С. 53–59.
9. **Андрущенко В. А., Горбунов А. А.** Воздушные потоки в атмосфере, вызванные множественными приземными тепловыми источниками // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 5. С. 20–26.
10. **Затевахин М. А., Кузнецов А. Е., Никулин Д. А., Стрелец М. Х.** Численное моделирование процесса всплытия системы высокотемпературных термиков в неоднородной сжимаемой атмосфере // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32, № 1. С. 44–56.

Поступила в редакцию 10/XI 1995 г.
