

УДК 533.6.011 : 536.253

© 1990 г.

МАХВИЛАДЗЕ Г. М., ЯКУШ С. Е.

ПЕРЕНОС ДИСПЕРСНОЙ ПРИМЕСИ В АТМОСФЕРЕ ВСПЛЫВАЮЩИМ ТЕРМИКОМ

Проведено численное исследование подъема запыленного турбулентного термика в неоднородной сжимаемой атмосфере. Дисперсная фаза описывается в односкоростном и однотемпературном приближении. Проводится сравнительный расчет выноса в стратосферу активной и пассивной примеси, получено распределение плотности аэрозоля по высоте в завязшем облаке, определено максимальное количество активной добавки, которое может быть вынесено за тропопаузу термиком данной энергии. Сопоставляется подъем термиков, образующихся при воздушных и приповерхностных взрывах, результаты расчетов сравниваются с имеющимися в литературе данными.

Вопрос о вертикальном переносе поднимающимся плавучим облаком (термиком) дисперсных частиц, содержащихся в его объеме, представляет значительный интерес в связи со многими задачами теории горения и взрыва, вулканологии, экологии. В последнее время, например, большое внимание уделяется возможным глобальным экологическим и климатическим последствиям массового загрязнения верхних слоев атмосферы оптически активными газозвешными частицами, которые переносятся мощными конвективными течениями [1-3].

Вынос в стратосферу «пассивной» (т. е. не оказывающей воздействия на газ при движении) примеси турбулентным осесимметричным термиком рассматривался в [4-6] на основе уравнений несжимаемой среды в приближении Буссинеска. Использовались постоянные эффективные коэффициенты переноса, конкретные значения которых выбирались из соответствия расчетного закона подъема верхней кромки облака на автомоделльной стадии экспериментальным данным. Исходя из полученного в [4, 5] приближенного аналитического решения, а также методом численного интегрирования системы двумерных уравнений [6] определена зависимость доли выносимой термиком в стратосферу примеси от параметра, связывающего начальную высоту тропопаузы, начальный запас плавучести облака и параметр стратификации среды.

В [7] путем численного решения уравнений сжимаемого газа рассматривался процесс выноса горячим термиком аэрозольной примеси, находящейся в приземном цилиндрическом слое. Отличительной чертой является использование модели «активной» примеси, позволяющей учесть весовое и тепловое влияние дисперсной фазы в процессе подъема. Получены данные по выносу пыли термиком при различной начальной высоте облака и высоте аэрозольного слоя. Найдена доля частиц, попадающих в стратосферу.

Принятая в [7] модель активной примеси более детально изучалась в [8], где исследован вопрос о роли весового и теплового механизмов взаимодействия фаз на различных стадиях подъема термика, а также рассмотрены особенности эволюции вихревого течения и внутренняя структура всплывающего облака при различной степени загрузки. Кроме того, на основании результатов численных расчетов в [8] установлены границы справедливости приближения пассивной примеси.

В данной работе модель активной примеси [7, 8] используется для описания подъема первоначально запыленного турбулентного термика в неоднородной сжимаемой двухслойной атмосфере. Проводится сравнительный расчет выноса в стратосферу активной и пассивной примеси, получено распределение дисперсных частиц по высоте в завязшем облаке. Определено максимальное количество аэрозоля, которое может быть вынесено за тропопаузу термиком данной энергии. Рассматривается влияние параметра, характеризующего тепловые свойства примеси, на максимальное количество выносимого аэрозоля. Сопоставляются результаты, полученные для воздушных и приповерхностных термиков при различной степени загрузки. Проводится сравнение расчетных данных с имеющимися в литературе.

1. Пусть в начальный момент над плоской горизонтальной поверхностью находится сферический термик, содержащий распределенные по

объему мелкодисперсные частицы. Как и в [7, 8], эволюция плавучего запыленного облака исследуется в предположении о справедливости континуального описания несущей и дисперсной фаз [9] и в рамках односкоростного и однотемпературного приближения (оценки границ его справедливости см. в [8]).

При введении безразмерных переменных в качестве масштабов давления, плотности и температуры использовались значения этих параметров у подстилающей поверхности в невозмущенной атмосфере: P_0, ρ_{10}, T_0 ($P_0 = \rho_{10} R^\circ T_0$, R° — газовая постоянная), а за пространственный масштаб принята некоторая постоянная величина L (порядка начального радиуса термика), пропорциональная характерному размеру атмосферы $R^\circ T_0 / g$, который в дальнейшем считается фиксированным. При этом масштабы скорости и времени — $(Lg)^{1/2}$ и $(L/g)^{1/2}$ соответственно; окончательные результаты приведены к виду, не зависящему от конкретного значения L .

В цилиндрической системе координат (r, z) , начало которой находится на поверхности под центром термика, осесимметричное движение среды описывается следующей системой уравнений с начальными и граничными условиями:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \operatorname{div} \mathbf{U}, \quad P = \rho_1 T, \quad \rho = \rho_1 + \rho_2 \quad (1.1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{U}}{dt} = -\frac{1}{\gamma M^2} \nabla P + \frac{1}{\operatorname{Re}} \left[\Delta \mathbf{U} + \frac{1}{3} \nabla (\operatorname{div} \mathbf{U}) \right] - \rho \mathbf{j} \quad (1.2)$$

$$(\rho_1 + \gamma_1 \rho_2) \frac{dT}{dt} = -(\gamma - 1) P \operatorname{div} \mathbf{U} + \frac{\gamma}{\operatorname{Re} \operatorname{Pr}} \Delta T \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho c \mathbf{U}) = \frac{1}{\operatorname{Re} \operatorname{Sc}} \Delta c, \quad c = \frac{\rho_2}{\rho} \quad (1.4)$$

$$\mathbf{U} = (u, v), \quad \mathbf{j} = (0, 1), \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{U} \nabla), \quad \Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

$$M = \left(\frac{Lg}{\gamma R^\circ T_0} \right)^{1/2}, \quad \operatorname{Re} = L \sqrt{Lg} \frac{\rho_{10}}{\eta}, \quad \operatorname{Pr} = \eta \frac{c_p}{\lambda}, \quad \operatorname{Sc} = \frac{\eta}{\rho D}$$

$$t=0: \mathbf{U}=0, \quad T=T_a + \theta_0 \exp[-(r^2 + (z-H)^2)/R^2] \quad (1.5)$$

$$P=P_a, \quad \rho_2 = M_{21} \exp[-(r^2 + (z-H)^2)/R^2]$$

$$\rho_1 = P/T, \quad \rho = \rho_1 + \rho_2$$

$$r=0: u=0, \quad \partial f / \partial r = 0, \quad f = \{v, P, T, c\} \quad (1.6)$$

$$z=0: \mathbf{U}=0, \quad \partial T / \partial z = 0, \quad \partial c / \partial z = 0 \quad (1.7)$$

$$r^2 + z^2 \rightarrow \infty: \mathbf{U}=0, \quad T=T_a, \quad P=P_a, \quad c=0 \quad (1.8)$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к несущей и дисперсной фазам соответственно, $\gamma_1 = c_2 / c_v$ — отношение теплоемкостей фаз, c — концентрация примеси, параметры M_{21} и θ_0 характеризуют загрузку термика и перегрев в центре облака, R и H — начальные радиус и высота термика; η, λ и D — эффективные коэффициенты вязкости, теплопроводности и диффузии.

Параметры невозмущенной атмосферы T_a и P_a определялись путем

решения уравнений

$$\frac{1}{T_a} \left(\frac{dT_a}{dz} + (\gamma-1)M^2 \right) = k_i, \quad \frac{dP_a}{dz} = -\gamma M^2 \rho_a, \quad \rho_a = \frac{P_a}{T_a}$$

отвечающих международной стандартной атмосфере (ρ_a — плотность атмосферы, $k_i = N_i^2 L/g$ — параметр стратификации, причем до тропопаузы, высота которой $H_T' = 10-16$ км, $N_1^2 = 1,2 \cdot 10^{-4}$ с $^{-2}$, выше — $N_2^2 = 4,4 \cdot 10^{-4}$ с $^{-2}$ [4]).

Система уравнений (1.1)–(1.8) решалась численно методом [10], который является модификацией неявной трехслойной экстраполяционной схемы [11] и обладает улучшенными консервативными свойствами. Расчеты проводились на неравномерных перестраиваемых сетках 40×50 с использованием переменного шага по времени. Время расчета одного варианта на ЭВМ ЕС-1055 составляет 2–2,5 ч.

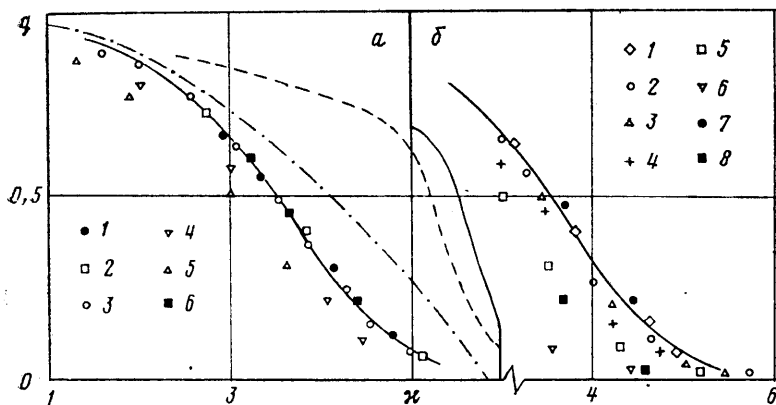
Все результаты получены при $\gamma = 1,4$; $M = 0,3$; $k_1 = 1,22 \cdot 10^{-2}$; $k_2 = 4,48 \cdot 10^{-2}$, что соответствует реальным параметрам атмосферы при $L = 10^3$ м, $T_0 = 273$ К, $P_0 = 10^5$ Па; для отдельных ниже приводятся размерные значения, отвечающие указанным масштабам.

2. Начальное состояние термика целесообразно задавать через безразмерные интегральные величины — тепловую энергию $I_0 = Q_0 / 2\pi r_{10} c_p T_0 L^3$ и суммарную массу примеси $m = M_x / \rho_{10} L^3$ (Q_0 и M_x — соответствующие размерные величины, Q_0 составляет определенную долю полной выделившейся энергии Q_x : $Q_0 = a Q_x$, $a \approx 1$ для пороховых зарядов, $a \approx 0,35$ для ядерных взрывов [4]), а параметры R , θ_0 , M_{21} находить через I_0 и m из соотношений (1.5) [8].

Из-за способности частиц запастись тепло энергия образования термика распределяется между газом и примесью: $I_0 = I_g + I_p$. Для характеристики начального теплового воздействия дисперсной фазы в [8] введен параметр $\beta = c_2 M_x T_0 / Q_0 = \gamma_1 m / 2\pi \gamma I_0$, который позволяет в широком диапазоне величин m , γ_1 и I_0 единым образом описать долю энергии, запасенную газом $\sigma_g = I_g / I_0$ и частицами $\sigma_p = I_p / I_0$ ($\sigma_g + \sigma_p = 1$).

Соотношение между действующими на газ и на примесь силами удобно характеризовать параметром $\alpha = F_- / F_+$, где F_- — суммарный вес частиц, F_+ — подъемная сила (разность архимедовой силы и веса газа в термике). При не слишком больших начальных высотах $F_+ \approx 2\pi I_g$ [8]. С ростом β (т. е. массы m) сила F_- растет, а F_+ уменьшается ($\sigma_g < 1$). При достижении критической загрузки β . $F_- = F_+$, что соответствует $\alpha = 1$; дальнейшее увеличение β приводит к тому, что плавучесть облака становится отрицательной.

Поскольку движение газа при подъеме термика происходит в турбулентном режиме, коэффициенты переноса в (1.2)–(1.4) определяются не только свойствами среды, но и характером течения. Если в случае чисто газового термика выбор коэффициентов возможен путем сопоставления расчетной автомоделной координаты верхней кромки и ее экспериментального значения $\xi_k \approx 4,35$ [4–6] (аналогичный метод использовался в [10, 11] для сжимаемой среды), то для запыленного термика существенная трудность состоит в отсутствии необходимых экспериментальных данных. Как показано в [8], при малой загрузке динамика подъема запыленного термика описывается зависимостями, полученными в [10, 11] для случая чисто газового облака, если в определении числа Грасгофа и автомоделной координаты величину I_0 заменить на I_g ($Gr = Re^2 I_g$). Другими словами, слабо запыленный термик движется как чисто газовый с энергией I_g . Причина этого заключается в том, что происходит взаимная компенсация двух механизмов воздействия примеси на газ: с одной стороны, частицы утяжеляют плавучее облако и препятствуют его подъему, с другой — на-



Фиг. 1

личие дисперсной примеси приводит к увеличению эффективной теплоемкости среды и более медленному остыванию газа, что способствует подъему термика. Поэтому, как и в [8], коэффициенты переноса выбирались по известному запасу тепла в газе I_g согласно найденным в [10, 11] зависимостям, значения чисел Pr и Sc в расчетах полагались равными единице.

3. В результате подъема и зависания термика в атмосфере формируется некоторое распределение частиц по высоте, которое можно охарактеризовать зависимостью плотности примеси от вертикальной координаты $\varphi(z)$ и интегральной величиной q — долей примеси, выносимой за тропопаузу

$$\varphi(z) = \frac{2\pi}{m} \int_0^{\infty} \rho_2 r dr, \quad q = \int_{z \geq H_T} \varphi(z) dz, \quad H_T = H_T' / L$$

В дальнейшем используется также параметр $\kappa = (H_T - H) / (I_g k_1^{-1})^{1/2}$, κ — точно до постоянной равный отношению высоты тропопаузы над центром облака в начальный момент к характерной высоте зависания термика (или к расстоянию, проходимому термиком на автомоделной стадии за время порядка $t_s = N_1^{-1} \sqrt{g/L} = k_1^{-1/2}$). Использование в определении κ величины I_g позволяет рассматривать как запыленный, так и чисто газовый термик, переносящий пассивные частицы. Параметры, аналогичные введенным выше, применялись для описания выноса примеси в стратосферу, например, в [4–7].

Рассмотрим сначала случай пассивно переносимой добавки (при численном интегрировании в уравнениях (1.1)–(1.3) полагается $\rho_2 = 0$, $\rho = \rho_1$, так что вся тепловая энергия идет на нагрев газа $I_g = I_0$; распространение примеси по-прежнему описывается уравнением (1.4) с начальным условием (1.5), однако величина параметра M_{21} в этом случае не оказывает на процесс никакого влияния). Расчеты проводились в диапазоне $1,3 \leq \kappa \leq 5,8$, что достигалось изменением величин в пределах $0,13 \leq I_0 \leq 2,71$; $1,5 \leq H \leq 6,0$; $9,0 \leq H_T \leq 16,0$ (для указанного выше конкретного примера это соответствует облакам, образующимся в результате взрывов мощностью $Q_2 = 8,4 \cdot 10^8 - 1,7 \cdot 10^{10}$ МДж при высоте тропопаузы 9–16 км), при этом $20 \leq Re \leq 100$. Рассчитанная зависимость относительного количества вещества, выносимого в стратосферу, от параметра κ представлена на фиг. 1, а. Точки 1–5 отвечают значениям $I_0 = 0,13$; 0,34; 0,68; 1,35; 2,71.

При малых значениях тепловой энергии расчетные точки достаточно хорошо описываются единой кривой, нанесенной сплошной линией. С увеличением параметра I_0 начинаются отклонения от полученной зависимости — при фиксированном κ доля выносимой примеси уменьшается (точки 4, 5).

Представляет интерес сравнить данные по выносу пассивной примеси, полученные на основе модели сжимаемой среды, с имеющимися в литературе. Штриховой линией на фиг. 1, а нанесены результаты, полученные в [6] путем численного интегрирования уравнений несжимаемой среды в приближении Буссинеска. Штрихпунктирная кривая соответствует аналитическому решению задачи о подъеме термика, найденному в [4, 5] (в [4, 5] для величины выброса получены верхняя и нижняя оценки, которые оказались весьма близкими; кривая на фиг. 1, а отвечает максимальной оценке q).

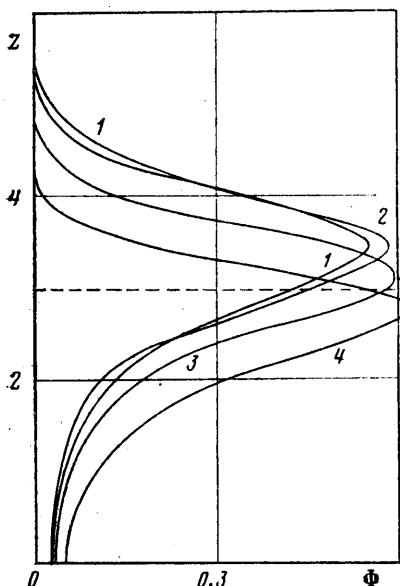
Количественное различие результатов, полученных в данной работе (сплошная кривая) и в [4–6], объясняется тем, что используемая здесь модель среды учитывает уменьшение плотности атмосферы с высотой. При выходе термика в разреженные слои атмосферы снижается действующая на него выталкивающая сила, а следовательно, уменьшается высота завесания облака и количество выносимой примеси.

Обратимся теперь к вопросу о влиянии начальной загрузки термика на вынос в стратосферу активной примеси. Данные расчетов, проводившихся при $I_0=0,68$, $H=1,56$, $9 \leq H_T \leq 16$, представлены на фиг. 1, б. Отношение теплоемкостей фаз полагалось равным $\gamma_1=1$, поскольку удельная теплоемкость многих твердых веществ (пыль, сажа, песок) близка к теплоемкости воздуха при нормальных условиях. Степень загрузки облака варьировалась в широких пределах: $\alpha=0,07; 0,2; 0,5; 0,56; 0,7; 0,95$ (точки 1–6). Для сравнения на фиг. 1, б сплошной кривой нанесена зависимость $q(\kappa)$, полученная выше для пассивной примеси (см. фиг. 1, а).

При $\alpha \leq 0,4 = \alpha_0$ термик поднимается подобно чисто газовому, имеющему запас тепла $I_g < I_0$ [8]. Поэтому вынос активной примеси описывается той же зависимостью $q(\kappa)$ — точки 1, 2 попадают на кривую фиг. 1, а. При $\alpha > \alpha_0$ начинает сказываться воздействие примеси на динамику движения, облако поднимается медленнее, что приводит к уменьшению выброса в стратосферу (точки 3–6). Особенности формирования вихревой структуры течения и внутреннее строение термика при $\alpha > \alpha_0$ подробно рассмотрены в [8].

Более детальную информацию о распределении примеси по высоте можно получить, сравнивая между собой профили $\varphi(z)$ для разной степени загрузки α ; при этом целесообразно сопоставлять результаты, отвечающие на фиг. 1, б одному значению абсциссы κ . Заметим, что в определение κ входит зависящая от α безразмерная энергия I_g , следовательно, при фиксированном κ различным значениям α будут соответствовать и разные положения тропопаузы H_T . Поэтому функции $\varphi(z)$ удобно построить в координатах $Z=(z-H)/(I_g k_1^{-1})^{1/4}$, $\Phi=\varphi(I_g k_1^{-1})^{1/4}$. Тогда для всех α положение тропопаузы будет одним и тем же: $Z=\kappa$. На фиг. 2 построены функции $\Phi(Z)$, полученные при $\kappa=3$, $\alpha=0; 0,2; 0,7; 0,85$ (кривые 1–4), штриховой линией обозначена тропопауза. Результаты для пассивной примеси (кривая 1) и активной в случае малой загрузки (кривая 2) различаются незначительно. При большой загрузке (кривые 3, 4) максимальное значение Φ достигается при меньших Z , вследствие чего в стратосферу попадает меньшее количество примеси.

4. Приведенные на фиг. 1, 2 результаты были получены при неизменном значении $\gamma_1=1$. Чтобы выяснить вопрос о «чувствительности» данных по выносу аэрозоля к выбору конкретного значения γ_1 , на фиг. 3 проводится сравнение результатов для фиксированных $I_0=0,68$; $H=1,56$; $H_T=10$ при $\gamma_1=0,25; 1,0; 2,0$ (точки 1–3) и различных загрузках. По оси абсцисс отложена величина $\mu=m/2\pi I_0=\alpha\sigma_g$, которая, как следует из



Фиг. 2

соотношения $F_+ = 2\pi I_g$, имеет смысл отношения веса примеси к максимально возможному при данной выделившейся энергии значению подъемной силы, т. е. силы, действующей на чисто газовый термик с энергией образования I_0 .

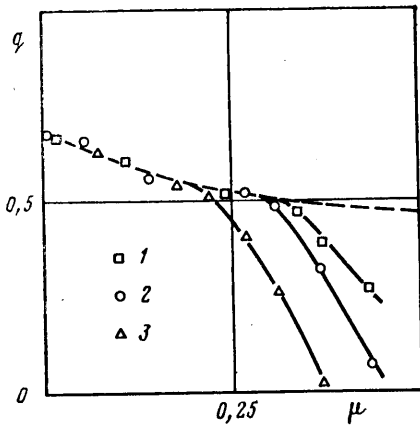
По результатам фиг. 3 можно дополнительно построить зависимость от степени загрузки облака примесью μ безразмерной полной массы частиц, попадающих в стратосферу, — $\mu_s = q\mu$ [8]. Оказывается, что увеличение загрузки термика приводит к возрастанию массы вынесенной примеси лишь до определенного предела. Дальнейшее увеличение μ вызывает замедление подъема облака и, как следствие, уменьшение величины μ_s . Максимальный вынос зависит от параметра γ_1 : чем меньшая часть тепла идет на нагрев частиц при образовании термика, тем большее количество дисперсной примеси может попасть в стратосферу.

Важный результат заключается в том, что при малой загрузке термика величины выноса для различных γ_1 практически совпадают. По-видимому, в процессе подъема происходит взаимная компенсация двух механизмов воздействия частиц на газ: при одной и той же массе примеси термик, соответствующий меньшему значению γ_1 , обладает большей подъемной силой, но эффективная теплоемкость среды при этом меньше, что ведет к его более быстрому остыванию. Напротив, при большем γ_1 подъемная сила меньше, но газ в термике остывает медленнее. При увеличении загрузки силовой механизм влияния примеси начинает преобладать над тепловым, поэтому кривые расходятся.

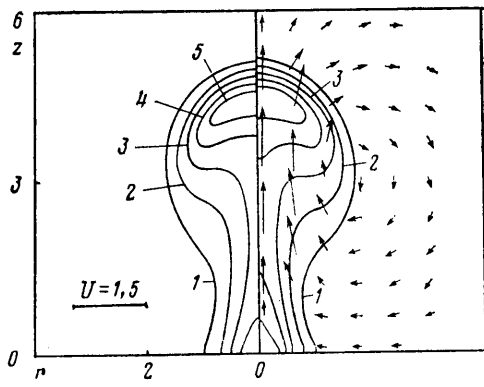
Штриховой линией на фиг. 3 построена зависимость доли выносимой примеси и ее массы для случая пассивных частиц. При этом по оси абсцисс отложена величина μ , такая, что для $\gamma_1 = 1$ «газовая» часть I_g тепловой энергии запыленного термика с загрузкой μ совпадает с энергией рассматриваемого газового термика, содержащего пассивную примесь. Видно, что все полученные результаты при малых μ очень близки. Отсюда следует, что для малых загрузок расчет выноса дисперсной примеси в стратосферу можно производить на основании модели пассивных частиц, подправив соответствующим образом тепловую энергию термика. По данным фиг. 3 можно определить условную границу $\mu \approx 0,25$ справедливости такого подхода. При $\gamma_1 = 1$ отсюда следует $\beta \approx 0,18$, что дает (см. [8]) $\alpha \approx 0,4$. Заметим, что в [8] та же граница применимости приближения пассивной примеси была найдена из сопоставления величин автотермической координаты верхней кромки запыленного и чисто газового термиков.

5. Все представленные выше результаты были получены для термиков, которые образуются в результате воздушных взрывов и в начальный момент не касаются подстилающей поверхности. В случае наземного взрыва источник тепловыделения находится вблизи поверхности, а термик имеет форму, близкую к полусфере [12]. Такие термики могут эффективно выносить примесь на значительные высоты, поскольку при поверхностном взрыве в объем облака попадает большое количество дисперсных частиц [1].

Исследование вопроса о применимости полученных выше результатов по выносу аэрозоля для приповерхностных термиков проводилось на осно-



Фиг. 3



Фиг. 4

вании серии расчетов с $I_0=0,68$ (что соответствует $Q_z=4,18 \cdot 10^{15}$ Дж) и различной загрузке облака. Начальные распределения величин в области $z \geq 0$ задавались в виде (1.5) с $H=0$, так что в момент $t=0$ горячий газ и частицы аэрозоля находятся внутри полусферы, опирающейся на подстилающую поверхность, и обладают суммарной энергией I_0 . Расчеты показали, что получающиеся в приближении пассивной примеси зависимости $q(\kappa)$ для приповерхностных и воздушных термиком близки между собой. Так, при $H_T=9; 10; 12$ (при этом $\kappa=3,3; 3,7; 4,4$) вынос пассивной примеси оказался равным 0,62; 0,46; 0,22 соответственно, на фиг. 1, а эти результаты обозначены цифрой 6. Видно, что указанные точки лежат на сплошной кривой.

Аналогичное сопоставление выноса активной примеси ($\gamma_1=1$) приповерхностными и воздушными термиками проводилось для $\alpha=0,2$ и 0,7. В первом случае приповерхностный термик выносит в стратосферу такое же количество примеси, что и соответствующий ему (при том же κ) воздушный — на фиг. 1, б результаты нанесены точками 7. При большой нагрузке выброс частиц за тропопаузу уменьшается для обоих термиком: точки 8 ($\alpha=0,7$) для приповерхностного и точки 5 для соответствующего ему воздушного термика лежат ниже сплошной кривой.

Таким образом, количества выносимого в стратосферу аэрозоля для воздушного и приповерхностного термиком при одних и тех же значениях κ практически совпадают, что позволяет использовать полученные на фиг. 1, а, б зависимости для термиком обоих типов. Этот вывод справедлив и для пассивной, и для активной примеси.

Рассмотрим более подробно начальную стадию подъема термика наземного взрыва — отрыв горячего облака от подстилающей поверхности. В случае пассивной примеси подъем нагретого газа вблизи оси симметрии приводит к формированию тороидального вихревого течения. При этом вдоль поверхности возникает направленный к центру термика сильный горизонтальный поток внешнего более холодного газа, который «отсекает» область наибольшей температуры от плоскости $z=0$. Экспериментально подобное явление наблюдалось, например, в [13], в опытах с небольшими термиками. В дальнейшем поднимающееся облако приобретает характерную грибовидную форму, вблизи поверхности остается лишь небольшая часть примеси и горячего газа. Структура термика при $I_0=0,68$ в момент времени $t=5,5$ приведена на фиг. 4. Изолинии 1–5 избыточной температуры (слева) и плотности примеси (справа) построены с интервалом $1/6$ от максимального значения $\theta_m=0,5$ и $\rho_{2m}=0,08$ соответственно ($1/6, 2/6$ и т. д.), при этом суммарная масса пассивной примеси условно полагалась равной единице; справа нанесено поле скорости, масштаб

обозначен отрезком. Движение термика на более поздних стадиях эволюции практически не отличается от случая воздушного взрыва. По такому же механизму происходит отрыв от поверхности слабо запыленного ($\alpha < \alpha_0$) термика.

При большой степени загрузки возникают особенности в процессе подъема плавучего облака. Поскольку в начальный момент концентрации примеси велика, центральное «ядро», обладающее отрицательной плавучестью, начинает «растекаться» по поверхности $z=0$. На периферии, где частиц мало, возникает вихревое тороидальное течение. По мере того как концентрация примеси уменьшается, «растекание» по поверхности прекращается и восходящее течение газа захватывает всю приосевую область. Как и в случае термика воздушного взрыва, при сильной степени загрузки процесс подъема запыленного термика характеризуется большей (по сравнению с чисто газовым облаком) продолжительностью начальной стадии и меньшей скоростью подъема на автомоделном участке движения. Более подробно внутренняя структура приповерхностного термика (как запыленного, так и чисто газового) в различные моменты времени приведена в [8].

Представляет интерес сопоставить полученные выше результаты с имеющимися экспериментальными данными. В [1] обсуждаются вопросы выноса пыли в стратосферу термиком, образующимся в результате приземного ядерного взрыва. При этом указывается, что наиболее вероятный диапазон загрузки облака примесью составляет $M_2/W = (0,2-0,5) \cdot 10^9$ (M_2 выражена в кг, W — тротиловый эквивалент мощности взрыва в мегатоннах). Приняв $\gamma_1=1$, получим, что величина β при этом изменяется в пределах $(3-7,5) \cdot 10^{-2}$, тогда $\alpha=0,05-0,18$ (см. [8]). Таким образом, загрузка термика примерно на порядок меньше критической $\alpha_*=1$, что согласуется с приведенными в [1] оценками. Термик, образующийся при взрыве с тепловыделением $Q_2=4,18 \cdot 10^9$ МДж ($W=1$) и касающийся в начальный момент подстилающей поверхности, при высоте тропопаузы 12 км выносит в стратосферу, согласно расчетам п. 3, 20–25% содержащейся в нем пыли, что составит $(0,4-1,3) \cdot 10^8$ кг. Это примерно вдвое меньше, чем указывается в [1], где оценки проводились в предположении о равномерном распределении примеси по объему зависшего облака.

ЛИТЕРАТУРА

1. The effect on the atmosphere of a major nuclear exchange. Washington: Nat. Acad. Press. 1985. 193 p.
2. Асагуров М. Л., Будыко М. И., Винников К. Я. и др. Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 256 с.
3. Будыко М. И., Голицын Г. С., Израэль Ю. А. Глобальные климатические катастрофы. М.: Гидрометеоздат, 1986. 159 с.
4. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф., Лазарев В. В., Шацких Ю. В. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере: Препринт. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1985. 46 с.
5. Гостинцев Ю. А., Лазарев В. В., Солодовник А. Ф., Шацких Ю. В. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 6. С. 141–153.
6. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф. Мощный турбулентный термик в устойчиво стратифицированной атмосфере. Численное моделирование // ПМТФ. 1987. № 1. С. 47–54.
7. Гостинцев Ю. А., Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. Вынос аэрозольных частиц в стратосферу горячим термиком // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 6. С. 146–152.
8. Махвиладзе Г. М., Якуш С. Е. Эволюция запыленного термика и вынос аэрозольных частиц в верхние слои атмосферы: Препринт № 368. М.: Ин-т пробл. механики АН СССР, 1989. 44 с.
9. Нигматуллин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
10. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И., Якуш С. Е. Турбулентный осесимметричный термик в неоднородной сжимаемой атмосфере. Численное исследование: Препринт № 303. М.: Ин-т пробл. механики АН СССР, 1987. 67 с.
11. Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И., Якуш С. Е. О численном моделировании подъема турбулентного термика в неоднородной сжимаемой атмосфере // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 1. С. 72–80.
12. Действие ядерного оружия: Пер. с англ./Под ред. Дмитриева П. С. М.: Воениздат, 1965. 679 с.
13. Заславский Б. И., Юрьев Б. В. Исследование движения приповерхностного термика // ПМТФ. 1987. № 3. С. 81–87.

Москва

Поступила в редакцию
14.XII.1988