

Л.С. Ивлев, Ю.А. Довгалюк*, Н.Е. Веремей*

Влияние твердых грубодисперсных аэрозольных частиц на эволюцию вулканического факела

НИИ физики СПбГУ,
*ГГО им. А.И. Воейкова, г. Санкт-Петербург

Поступила в редакцию 9.02.2000 г.

Рассмотрена зависимость динамических характеристик вулканического факела, представляющего собой вертикальную цилиндрическую конвективную струю над кратером вулкана, от интенсивности выброса вулканических аэрозолей, а также от размеров и плотности частиц. Для расчетов использовалась численная нестационарная модель конвективной струи. Основным результатом расчетов является тот факт, что скорость конвективного потока уменьшается с ростом интенсивности выброса аэрозолей.

Введение

Процесс эволюции вулканического факела (ВФ), представляющего собой вертикальную конвективную струю цилиндрической формы, рассматривался нами при отсутствии выброса аэрозолей. Была изучена зависимость динамических характеристик ВФ от возмущения полей температуры и скорости движения среды в приземном слое воздуха, а также от температурной стратификации атмосферы и от радиуса струи. Отсутствие учета выброса продуктов извержения является существенной идеализацией, далекой от реальных условий. По этой причине необходимо ввести в модель уравнение, описывающее распространение аэрозолей в тропосфере, а также учесть их влияние на динамику ВФ.

В данной статье исследуются распространение грубодисперсных аэрозольных частиц (АЧ) в конвективной струе и их влияние на динамические характеристики ВФ, «развивающегося» в атмосфере с заданными высотными профилями температуры и давления без учета конденсации водяного пара, с использованием метода численного моделирования. Предполагается, что давление воздуха внутри ВФ $p(z)$ мгновенно устанавливается равным значению $\bar{p}(z)$, соответствующему окружающей невозмущенной атмосфере. Разность давлений между ВФ и внешней средой учитывалась только при расчете силы плавучести.

1. Основные уравнения численной модели

Для расчетов использовалась численная нестационарная полуторамерная модель конвективной струи, содержащей взвешенные АЧ, разработанная и усовершенствованная сотрудниками ГГО им. А.И. Воейкова. Система уравнений гидротермодинамики, дополненная уравнением баланса массы АЧ, осреднена по горизонтальному сечению ци-

линдрической области пространства радиуса R , в пределах которой развивается ВФ. Нижняя граница цилиндра находится на уровне подстилающей поверхности ($z = 0$), а верхняя расположена на некоторой высоте $z = H$, до которой не доходит возмущение среды. Как внутри, так и вне данной области все физические величины изменяются в пространстве только по высоте. Конвективная струя не возмущает атмосферу за пределами цилиндра, однако происходит постоянное взаимодействие между ВФ и окружающей средой вследствие упорядоченного вовлечения и турбулентного перемешивания.

Система уравнений модели включает:

– уравнение движения:

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2\alpha^2}{R} |w| w - \frac{2}{R} \tilde{v} (\tilde{w} - w) + g \frac{T_v - T_v}{T_v} + a + g Q_p; \quad (1.1)$$

– уравнение неразрывности:

$$\frac{2}{R} \tilde{u} + \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_a w) = 0; \quad (1.2)$$

– уравнение притока тепла:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -w \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \gamma_a \right) - \frac{2\alpha^2}{R} |w| (T - T) - \frac{2}{R} \tilde{u} (\tilde{T} - T); \quad (1.3)$$

– уравнение баланса отношения смеси АЧ (Q_p):

$$\frac{\partial Q_p}{\partial t} = -(w - v_p) \frac{\partial Q_p}{\partial z} - \frac{2\alpha^2}{R} |w| (Q_p - Q_p) - \frac{2}{R} \tilde{u} (\tilde{Q}_p - Q_p) + \frac{Q_p}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_a v_p) + F; \quad (1.4)$$

– уравнение гидростатики:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho_a g; \quad (1.5)$$

– уравнение состояния идеального газа:

$$p = R_a \rho_a T. \quad (1.6)$$

Здесь t – время; w , \bar{v} – вертикальная и радиальная составляющие скорости движения среды соответственно; T – абсолютная температура; T_v – виртуальная температура; p – давление воздуха; α – коэффициент турбулентного перемешивания; g – ускорение свободного падения; ρ_a – плотность воздуха; γ_a – сухоадиабатический градиент температуры; R_a – газовая постоянная сухого воздуха, a – постоянное ускорение, действующее на среду в приземном слое в пределах цилиндрической области; F – интенсивность выброса АЧ в конвективную струю; v_p – средневзвешенная скорость седиментации АЧ (предполагается, что радиус АЧ (r_p) и их плотность (ρ_p) одинаковы для всех частиц, т.е. рассматривается моодисперсный аэрозоль однородного состава). Чертой и тильдой обозначены величины, относящиеся к внешней области цилиндра и к его границе соответственно.

Данная схема дополнена набором начальных и граничных условий и численной схемой решения («вперед по времени и вверх против потока» [1–4]).

2. Постановка задачи

В качестве начальных условий задается состояние невозмущенной атмосферы: линейный вертикальный профиль температуры $T(z)$ ($\partial T/\partial z = \gamma_1$ при $z < 1$ км и $\partial T/\partial z = \gamma_2$ при $z > 1$ км) и профиль давления $p(z)$, определяемый зависимостью $T(z)$ в соответствии с уравнениями (1.5) и (1.6), а также характеристики возмущения, действующего на среду со стороны вулкана в приземном слое: перегрев воздуха во внутренней области цилиндра относительно внешней среды (ΔT) и постоянное ускорение a , обусловленное выбросом вулканического газа в атмосферу (значения ΔT и a не меняются во времени).

При расчетах задаются также следующие входные параметры (при фиксированных характеристиках возмущения и невозмущенной атмосферы):

1) интенсивность выброса вулканического аэрозоля f (масса АЧ, выбрасываемая из кратера за 1 с, приведенная к 1 м^2 горизонтального сечения струи; $F = f/(\rho_a \Delta z)$, где Δz – шаг по высоте);

2) плотность частиц ρ_p ;

3) радиус АЧ r_p .

Вычислялись следующие характеристики ВФ:

1) максимальное по высоте значение скорости восходящего потока $W(t)$;

2) среднее по столбу атмосферы радиуса R значение вертикальной скорости

$$\bar{w}(t) = \frac{1}{H} \int_0^H w(z, t) dz;$$

3) уровень вулканической конвекции $h(t)$ (максимальный уровень высоты, на котором величина w превосходит значение $0,5 \text{ м/с}$).

Данные численных расчетов показали, что по истечении некоторого промежутка времени

$\tau \approx 10 \div 15$ мин с момента начала действия возмущения значения величин $W(t)$, $\bar{w}(t)$ и $h(t)$ стационарируются. Целью работы является исследование зависимости стационарных значений данных величин (W_c , \bar{w}_c и h_c соответственно) от f , ρ_p и r_p при заданных параметрах возмущения и окружающей атмосферы.

3. Результаты расчетов

В целом взвешенные в воздухе частицы оказывают замедляющее воздействие на конвективную струю. Объясняется это тем, что АЧ, испытывающие динамическое сопротивление со стороны среды при падении, сами, в свою очередь, действуют на нее с силой, равной по величине и противоположной по знаку, увлекая тем самым за собой вниз некоторый объем воздуха. Следовательно, вычислив силу сопротивления воздуха \mathcal{F}_c , получим силу, действующую на среду со стороны АЧ.

Предполагается, что частицы движутся относительно воздушной среды с установившейся скоростью v_p . Следовательно, силы, действующие на них, должны находиться в равновесии. Пренебрегая электростатическими эффектами, получим $\mathcal{F}_c = m_p g$, где $m_p g$ – гравитационная сила, действующая на АЧ. Заменяя суммарную массу частиц m_p их отношением смеси, получим в уравнении движения среды (1.1) член $-gQ_p$.

Тормозящее воздействие частиц на воздушную струю подтверждено результатами численных расчетов (вертикальный профиль $w(z)$ будет приведен на рис. 3, из которого видно, что с ростом интенсивности выброса аэрозолей f происходит уменьшение скорости восходящего потока).

На рис. 1 проиллюстрирована зависимость W_c , \bar{w}_c и h_c от f (при фиксированных ρ_p и r_p). С ростом f вплоть до некоторого критического значения f_{cr} наблюдается плавное уменьшение интенсивности конвекции. По достижении величиной f значения f_{cr} происходит скачкообразный спад W_c , \bar{w}_c и h_c до значений, близких к нулю, в то время как интенсивность аэрозольных осадков на уровне подстилающей поверхности I_p резко возрастает почти на порядок (с 2 до 11 мм/ч). Объясняется данный факт тем, что, начиная с некоторого значения f , механическое давление частиц на среду возрастает настолько, что нагретый воздух из нижнего слоя уже не может проникать в вышележащие слои атмосферы и восходящий поток не образуется; вместо него устанавливается слабое нисходящее движение воздуха. Увеличение I_p объясняется появлением нисходящего потока, увлекающего АЧ в нижние слои тропосферы (см. профиль $Q_p(z)$ на рис. 3). Точечные кривые на рис. 2, 3 иллюстрируют вертикальные профили $w(z)$ и $Q_p(z)$ соответственно при $f > f_{cr}$; f_{cr} для данного случая составляет примерно $12,5 \text{ г/(м}^2 \cdot \text{с)}$.

При расчетах также варьировался радиус АЧ в диапазоне от 10 до 125 мкм. Получена зависимость f_{cr} от r_p (рис. 4, а). При возрастании размеров частиц f_{cr} плавно увеличивается. Объясняется данный факт тем, что крупные частицы имеют большую

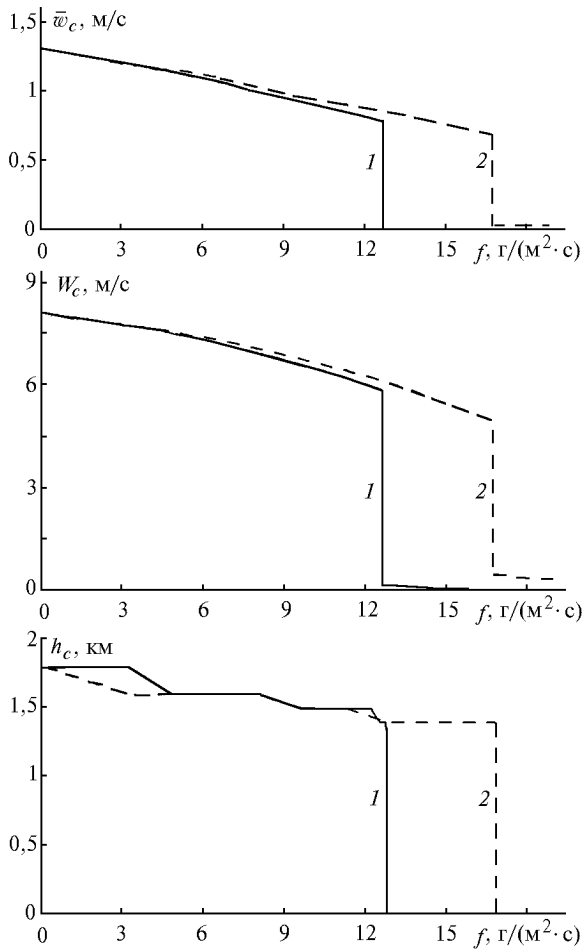


Рис. 1. Зависимость \bar{w}_c , W_c , h_c от интенсивности выброса аэрозоля (кривая 1 — при $r_p = 20$ мкм, 2 — при $r_p = 100$ мкм); $a = 1,0$ м/с², $\gamma_1 = -9,35$ °С/км, $\gamma_2 = -5,4$ °С/км, $R = 1000$ м, $\Delta T = 5$ °С, $\rho_p = 2$ г/см³

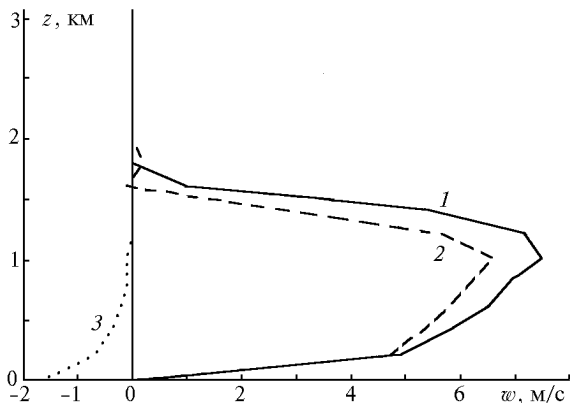


Рис. 2. Высотный профиль вертикальной составляющей скорости движения среды $w(z)$. Кривая 1 — при $f = 5$ г/(м²·с), 2 — при $f = 10$ г/(м²·с), 3 — при $f = 20$ г/(м²·с); $\Delta T = 5$ °С, $a = 1,0$ м/с², $\gamma_1 = -9,35$ °С/км, $\gamma_2 = -5,4$ °С/км, $R = 1000$ м, $\rho_p = 2$ г/см³

скорость седиментации, чем мелкие, и быстрее выводятся из атмосферы, выпадая в осадки. Таким образом, отношение смеси АЧ уменьшается по сравнению с мелкодисперсными частицами, меха-

ническое давление аэрозолей на среду ослабевает, и для подавления восходящего потока требуется более интенсивный выброс частиц из кратера вулкана.

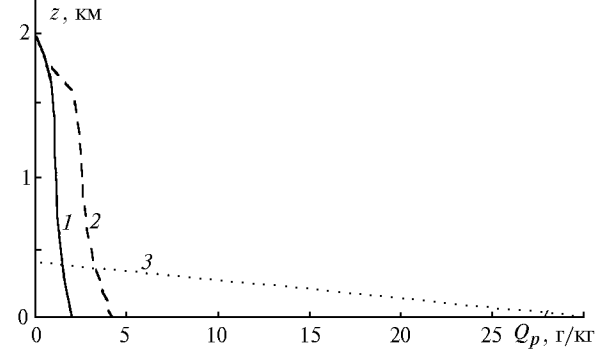


Рис. 3. Вертикальный профиль отношения смеси аэрозольных частиц $Q_p(z)$. Обозначения кривых и условия эксперимента см. в подписи к рис. 2

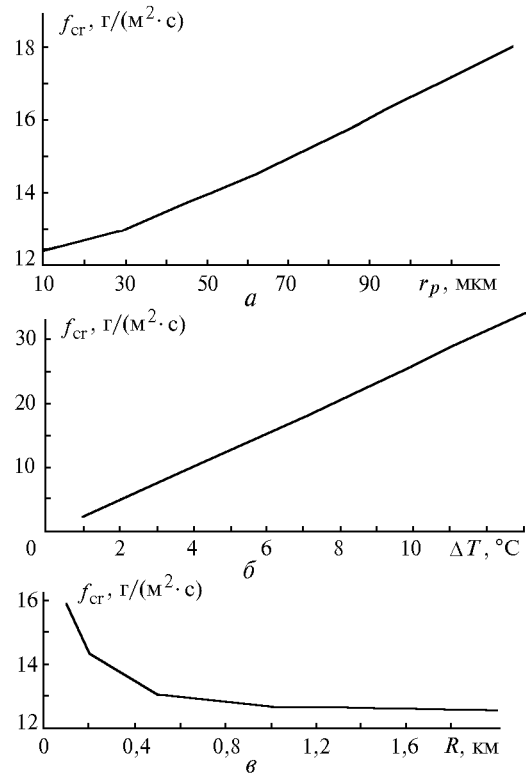


Рис. 4. Зависимость f_{cr} от радиуса АЧ, от перегрева воздуха на уровне $z = 0$ и от радиуса струи при $a = 1,0$ м/с², $\gamma_1 = -9,35$ °С/км, $\gamma_2 = -5,4$ °С/км, $R = 1000$ м, $\rho_p = 2$ г/см³; а, б — $\Delta T = 5$ °С; в — $r_p = 20$ мкм

Аналогичный эффект наблюдается и при изменении плотности АЧ, которая также влияет на скорость гравитационного осадения частиц. Однако при изменении ρ_p в узком диапазоне, соответствующем наблюдаемым данным ($1 \div 3$ г/см³), этот эффект проявляется мало.

Расчеты показали, что значения W_c , \bar{w}_c и h_c при $f \neq f_{cr}$ слабо зависят от размеров и плотности частиц. Так, для начальных данных, приведенных на рис. 1, при изменении r_p от 20 до 100 мкм значения W_c и \bar{w}_c изменяются примерно на $3 \div 5\%$. Это показывает,

что данные характеристики ВФ мало чувствительны к распределению АЧ по высоте, зависящему от скорости их седиментации.

Очевидно, влияние аэрозолей на динамику струи должно наиболее сильно проявляться при малых возмущениях, так как значение f_{cr} тем меньше, чем меньше вклад двух предпоследних членов в уравнение (1.1), выражающих действие перегрева и механического ускорения, действующего на среду со стороны вулкана. На рис. 4, б проиллюстрирована зависимость критического значения интенсивности выброса АЧ, при котором происходит разрушение восходящего потока, от ΔT (прочие начальные условия приведены там же). Так, при $\Delta T = 13$ °С разрушение восходящего потока происходит при интенсивности выброса $f = f_{cr} = 34$ г/(м²·с), а при $\Delta T = 3$ °С, т.е. в случае более слабого возмущения, f_{cr} составляет всего лишь около 8 г/(м²·с).

Изучена зависимость значения f_{cr} от радиуса струи R (рис. 4, в). При $R > 100$ м $f_{cr}(R) \approx \text{const}$, однако при значениях R порядка нескольких сотен метров f_{cr} начинает слабо расти с убыванием R , так как при малых R значительную роль играет обмен субстанциями между ВФ и внешней средой через боковую границу струи, и увеличиваются потери АЧ вследствие их оттока в окружающую атмосферу. Данный эффект наблюдается даже несмотря на то, что при прочих равных условиях уменьшение радиуса струи приводит к ослаблению интенсивности конвективного потока в результате оттока энергии в окружающую среду.

Заключение

На вычислительных машинах IBM-PC-AT, VAX и SUN реализована численная нестационарная модель конвективной струи, содержащей твердые аэрозоли. В рамках модели изучено влияние грубодисперсных аэрозольных частиц на эволюцию конвективной струи, порождаемой вулканическим извержением (вулканического факела).

На основании численных расчетов сделаны следующие выводы:

1) взвешенные частицы оказывают заметное тормозящее воздействие на развитие конвективной струи при интенсивности выброса порядка $10^{-3} \div 10^{-2}$ кг/(м²·с) и более;

2) существует некоторое критическое значение f_{cr} величины интенсивности выброса аэрозолей f (порядка 10^{-2} кг/(м²·с)), зависящее от интенсивности конвективного потока, горизонтального сечения струи и скорости седиментации частиц, при превышении которого происходит полная компенсация сил, действующих на атмосферу со стороны вулкана, силой механического давления частиц на среду и смену восходящего потока нисходящим;

3) при уменьшении величины возмущения, оказываемого вулканом на атмосферу, значение критической интенсивности выброса уменьшается, так как для разрушения более слабого конвективного потока требуется меньшая суммарная масса АЧ;

4) f_{cr} возрастает с увеличением скорости седиментации частиц при возрастании их радиуса и (или) плотности вследствие уменьшения суммарной массы аэрозоля в струе в результате выпадения АЧ в осадки; при увеличении размера частиц с 10 до 100 мкм f_{cr} возрастает приблизительно в 1,5 раза;

5) установление стабильного нисходящего потока при малых значениях радиуса струи (порядка 100–500 м) происходит при более высоких значениях f , так как при этом существенную роль играет отток АЧ в окружающую среду.

1. Баранов В.Г., Станкова Е.Н. Использование полутрамерной модели для исследования естественной эволюции конвективного облака и при воздействии // Труды 1-го Всесоюзного симпозиума «Математическое моделирование атмосферной конвекции и искусственных воздействий на конвективные облака». Долгопрудный, 1984.
2. Баранов В.Г., Станкова Е.Н., Степаненко В.Д. Исследование влияния больших перегревов подстилающей поверхности на эволюцию конвективного облака и его радиолокационную отражаемость // Радиолокационная метеорология: Материалы методического центра по радиолокационной метеорологии социалистических стран. Л.: Гидрометеониздат, 1984. С. 41–50.
3. Ивлев Л.С., Романова В.И. Модель вулканического факела в приближении однородной атмосферы // Краткие тезисы докладов III Международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана». Томск: Институт оптики атмосферы СО РАН, 1996.
4. Ивлев Л.С., Романова В.И. Модель газопылевого облака в высотных ракетных факелах // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 4. С. 458–488.

L.S. Ivlev, Yu.A. Dovgaluk, N.E. Veremei. Influence of solid coarse aerosole particles upon the evolution of a volcanic flame.

The authors considered the evolution of a volcanic flame representing a vertical cylindrical convective jet formed above the crater and investigated its characteristics depending on the intensity of volcanic aerosol emission and properties of aerosol particles using the numerical nonstationary model of a convective current. The main conclusion made by the authors is that the convective current velocity decreases with increase of the emission intensity.