

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

Численное моделирование эволюции вулканического факела при отсутствии конденсации

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

Поступила в редакцию 9.02.2000 г.

Рассмотрена эволюция вулканического факела, представляющего собой вертикальную цилиндрическую конвективную струю в атмосфере с заданными высотными профилями температуры и давления. Исследована зависимость скорости вертикального воздушного потока и уровня конвекции от параметров возмущения, порождаемого вулканом, и невозмущенной атмосферы с использованием численной нестационарной модели конвективной струи. Процесс конденсации водяного пара не учитывался.

Введение

Помимо глобального влияния вулканов на климат, интерес представляют явления малого пространственно-временного масштаба, связанные с вулканическими извержениями, в частности распространение возмущений полей температуры, давления и скорости движения среды в окрестности действующего вулкана. Примером такого возмущения является *вулканический факел* (ВФ).

В [3, 4] разработана стационарная осесимметричная модель вулканического факела в приближении однородной атмосферы, применимая в том случае, когда давление внутри ВФ много больше давления воздуха в окружающей среде. Достоинствами данной модели являются простота (авторам удалось получить аналитическое решение системы уравнений) и возможность подробного описания внутренней структуры ВФ, а наиболее существенный недостаток состоит в чрезмерно упрощенном описании состояния окружающей среды. Данная модель не может быть применена, если давление внутри факела сравнимо с атмосферным.

В данной статье описана численная нестационарная полуторамерная модель конвективной струи, развивающейся в атмосфере с заданными высотными профилями температуры и давления. При помощи данной модели рассмотрена эволюция ВФ, представляющего собой вертикальную струю цилиндрической формы, без учета процессов выброса вулканических аэрозолей и конденсации водяного пара. Использование такой модели оправданно при изучении влияния на динамику конвективного потока факторов, не связанных с фазовыми переходами воды в атмосфере, при достаточно низком содержании водяного пара в воздухе.

Целью настоящей работы является изучение влияния параметров возмущения, создаваемого вулканом, и состояния невозмущенной атмосферы на

динамические характеристики ВФ методом численного моделирования.

1. Содержание численной модели

Для расчетов использована численная нестационарная полуторамерная модель конвективной струи, разработанная на ГГО им. Воейкова [1, 2].

При моделировании процесса эволюции ВФ введены следующие упрощающие предположения:

1. Все процессы, связанные с развитием факела, происходят в пределах цилиндрической области пространства заданного радиуса R .

2. Давление газа $p(z)$ внутри струи мгновенно становится равным значению $\bar{p}(z)$ для невозмущенной атмосферы. Разница давлений между внутренней областью ВФ и внешней средой учитывалась только при расчете силы плавучести.

3. В атмосфере отсутствует конденсация водяного пара.

Система уравнений модели осреднена по горизонтальному сечению цилиндрической области пространства, в пределах которой развивается ВФ. Нижняя граница данной области находится на уровне подстилающей поверхности ($z = 0$), а верхняя расположена на 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 в себя:

– уравнение движения:

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

– уравнение неразрывности:

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

– уравнение притока тепла:

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

– уравнение гидростатики:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho_a g; \quad (1.4)$$

– уравнение состояния идеального газа:

$$p = R_a \rho_a T. \quad (1.5)$$

Здесь t – время; w , \tilde{u} – 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. Чертой и тильдой обозначены величины, относящиеся к внешней области цилиндра и к его границе соответственно.

Данная система дополнена набором начальных и граничных условий. В качестве начальных условий задаются невозмущенные высотные профили температуры и давления. Профиль температуры во внешней среде задается следующим образом:

$$T(z) = T(0) + \gamma_1 z \quad (0 < z \leq z_1),$$

$$T(z) = T(z_1) + \gamma_2 z \quad (z_1 < z < H),$$

где $z_1 = 1$ км; γ_1 и γ_2 – градиент температуры в слое $0 < z \leq z_1$ и $z_1 < z < H$ соответственно (γ_1 и γ_2 не зависят от z). Профиль давления $\bar{p}(z)$ определяется зависимостью $T(z)$ с учетом уравнений (1.4) и (1.5).

В качестве численной схемы решений использована модифицированная схема «вперед по времени и вверх против потока» [1, 2].

Возмущение поля температуры, создаваемое вулканом, моделируется в виде перегрева воздуха (ΔT) внутри цилиндра на уровне $z = 0$ (для простоты предполагалось, что кратер вулкана расположен на уровне подстилающей поверхности, что в ряде случаев наблюдалось в действительности), т.е. в пределах цилиндрической области в момент $t = 0$ профиль температуры выглядит следующим образом:

$$T(0) = T(0) + \Delta T \quad (z = 0),$$

$$T(z) = T(z) \quad (z \neq 0).$$

Кроме перегрева возмущающее воздействие на атмосферу оказывает выброс вулканического газа. Данный процесс моделируется путем задания ненулевого граничного условия для $w(z)$ на уровне $z = 0$: $w(0, t) = w_0$, где w_0 – параметр, характеризующий интенсивность выброса газов из кратера.

2. Постановка задачи

При расчетах варьировались следующие входные параметры: 1) характеристики среды – γ_1 , γ_2 ; 2) параметры возмущения – ΔT , w_0 ; 3) радиус цилиндрической области пространства, в пределах которой развивается возмущение R .

Рассматривалось изменение во времени высотного профиля вертикальной составляющей скорости движения среды $w(z, t)$, а также вычислялись следующие параметры: 1) максимальное по высоте значение скорости восходящего потока в струе $W(t)$; 2) среднее по столбу атмосферы значение вертикальной составляющей скорости конвективного потока:

$$\bar{w}(t) = \frac{1}{H} \int_0^H w(z) dz \quad (\text{полагалось } H = 8 \text{ км}); \quad 3) \text{ уровень}$$

конвекции $h(t)$ (за h принимался максимальный уровень высоты, на котором величина w превосходит значение 0,5 м/с).

По условию задачи, величины ΔT и w_0 не зависят от времени. По данным расчетов, при неизменных во времени параметрах возмущения по истечении некоторого промежутка времени $\tau \simeq 10 \div 15$ мин устанавливается стационарный режим конвекции, при котором динамические характеристики ВФ меняются крайне слабо (устанавливается равновесие сил, ускоряющих и тормозящих движение струи), и при $t > \tau$ значения величин $\bar{w}(t)$, $W(t)$ и $h(t)$ стационарируются. В стационарном режиме $W(t)$, $\bar{w}(t)$ и $h(t)$ испытывают флуктуации в окрестности некоторых асимптотических значений W_c , \bar{w}_c и h_c соответственно:

$$\bar{w}_c = \lim_{t \rightarrow \infty} \bar{w}(t), \quad W_c = \lim_{t \rightarrow \infty} W(t), \quad h_c = \lim_{t \rightarrow \infty} h(t).$$

Амплитуда флуктуаций составляет величину порядка $1 \div 10\%$ – для h_c и \bar{w}_c и порядка $0,01 \div 0,1\%$ – для W_c .

Задачей является изучение изменения профиля $w(z)$ во времени, а также зависимость величин W_c , \bar{w}_c и h_c в стационарном режиме: 1) от γ_1 – при фиксированных γ_2 , ΔT , w_0 , R ; 2) от γ_2 – при фиксированных γ_1 , ΔT , w_0 , R ; 3) от ΔT – при фиксированных γ_1 , γ_2 , w_0 , R ; 4) от w_0 – при фиксированных ΔT , γ_1 , γ_2 , R ; 5) от R – при фиксированных ΔT , γ_1 , γ_2 , w_0 .

3. Результаты расчетов

На рис. 1, а приведены вертикальные профили $w(z)$ для заданного набора входных параметров в разные моменты времени (отсчет значений t ведется с момента начала действия возмущения). Развитие конвекции происходит в результате выброса нагретого газа из кратера вулкана в атмосферу, что приводит к перегреву воздуха над кратером относительно внешней среды. Интенсивность конвективного потока, таким образом, определяется силой плавучести, которая, в свою очередь, зависит от интенсивности поступления горячего вулканического газа в атмосферу, определяемой величиной w_0 , и от температурной стратификации среды. В рассматриваемом случае стратификация атмосферы устойчивая, поэто-

му по истечении некоторого промежутка времени $\tau \approx 10$ мин конвекция переходит в стационарный режим в результате установления равновесия сил, действующих на среду. Зависимость профиля $w(z)$ от значения w_0 для момента времени $t = 9$ мин проиллюстрирована на рис. 1, б.

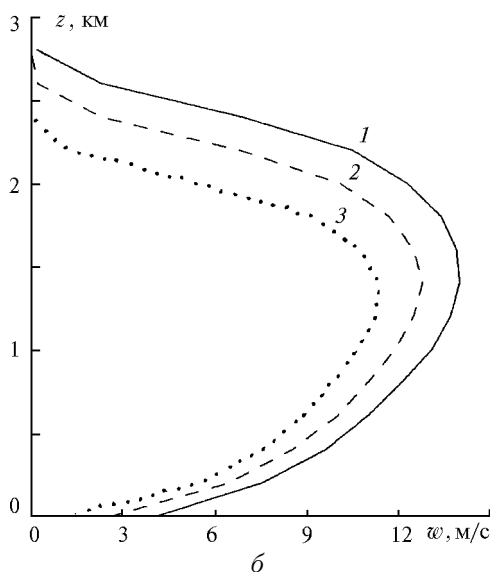
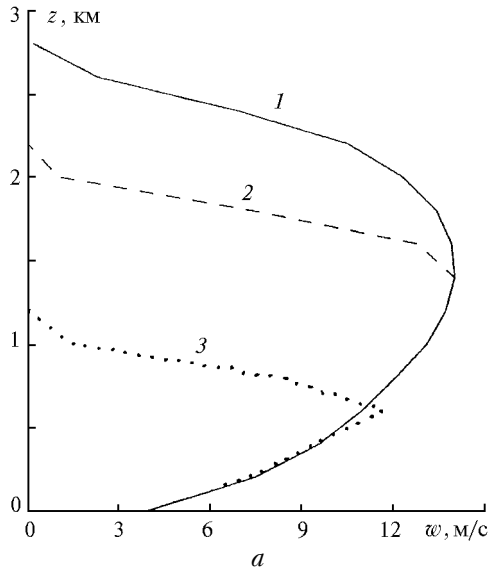


Рис. 1. Высотный и вертикальный профили вертикальной составляющей скорости движения среды $w(z)$: $\Delta T = 10$ °С, $\gamma_1 = -9,35$ °С/км, $\gamma_2 = -5,4$ °С/км, $R = 1000$ м; а — $w_0 = 4$ м/с; кривая 1 — $t = 9$ мин, 2 — 6 мин, 3 — 3 мин; б — кривая 1 — $w_0 = 4$ м/с, 2 — 2,5 м/с, 3 — 1 м/с

Скорость конвективного потока существенно зависит от температурной стратификации окружающей атмосферы как в окрестности уровня возмущения ($\partial T/\partial z = \gamma_1$), так и вышерасположенных слоях ($\partial T/\partial z = \gamma_2$). Интенсивность конвекции должна возрастать с уменьшением вертикального градиента температуры.

На рис. 2 показана зависимость W_c , \bar{w}_c и h_c от γ_1 . Видно, что рост значений данных величин с

уменьшением γ_1 происходит достаточно плавно; резких скачков не наблюдалось даже при $\gamma_1 < -\gamma_a$, т.е. когда слой $z < z_1$ оказывается неустойчивым. Объясняется это тем, что конвективная струя, испытывающая ускорение в приземном слое за счет энергии неустойчивости среды, тормозится в верхней части тропосферы.

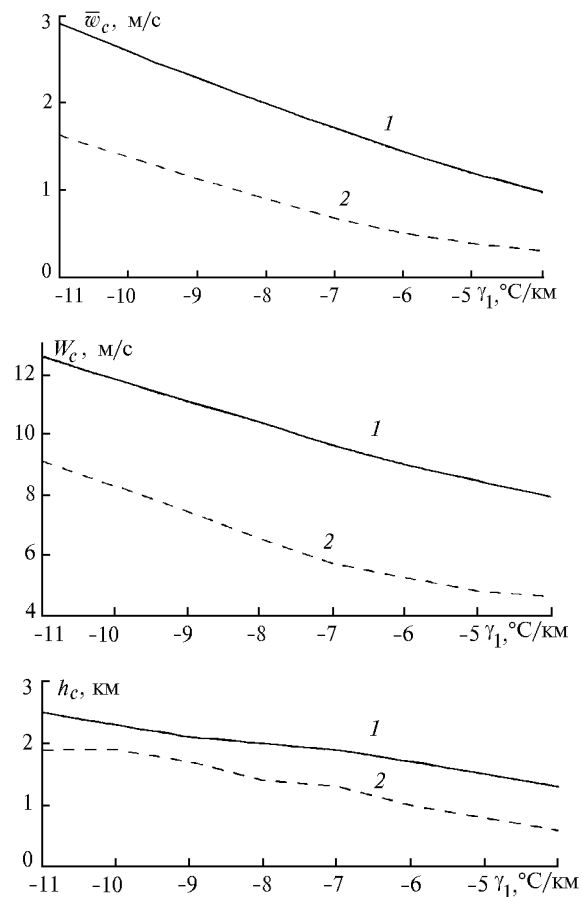


Рис. 2. Зависимость $\bar{w}_c(\gamma_1)$, $W_c(\gamma_1)$, $h_c(\gamma_1)$ при $R = 1$ км, $\gamma_2 = -5,4$ °С/км, $w_0 = 4$ м/с. Кривая 1 — при $\Delta T = 10$ °С, 2 — 5 °С

Вертикальный градиент температуры в слое $z > z_1$ оказывает существенное влияние на высоту распространения ВФ и, следовательно, на значение \bar{w}_c ; при $\gamma_2 \rightarrow -\gamma_a$ интенсивность конвекции начинает резко возрастать и при $\gamma_2 = -\gamma_a$ наблюдается лавнообразный процесс ускорения струи. Однако в реальных условиях в верхней части тропосферы $|\partial T/\partial z|$ редко превышает значение $5 \div 6$ °С/км. Если брать реальный диапазон γ_2 (примерно $-6 \div 0$ °С), то рост \bar{w}_c и h_c происходит сравнительно плавно. Величина W_c мало чувствительна к изменению γ_2 ; рост W_c заметен только при $\gamma_2 \approx -\gamma_a$, т.е. степень устойчивости атмосферы, в основном, влияет только на глубину распространения ВФ (рис. 3).

Если возмущение среды происходит непрерывно, динамические характеристики струи зависят не только от состояния атмосферы, но и от параметров возмущения.

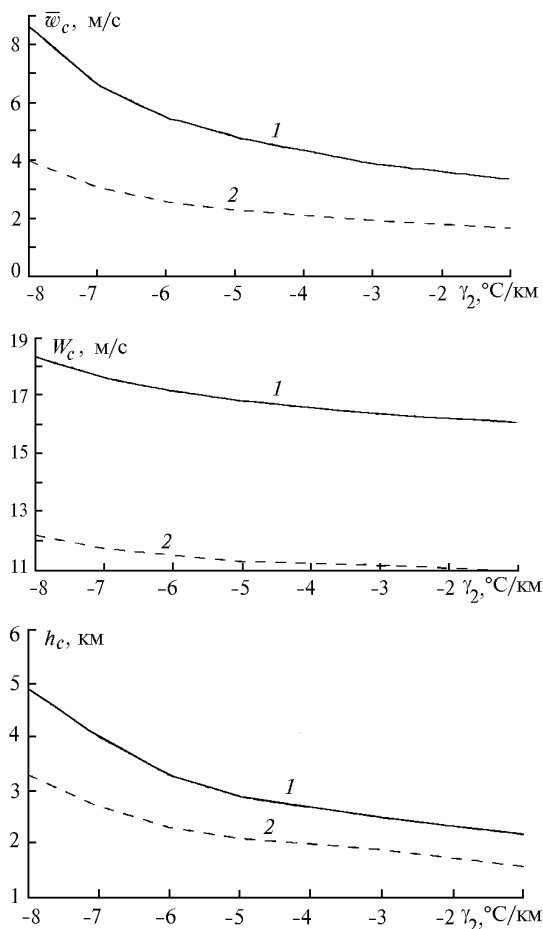


Рис. 3. Зависимость $\bar{w}_c(\gamma_2)$, $W_c(\gamma_2)$, $h_c(\gamma_2)$ при $R = 1$ км, $\gamma_1 = -9,35$ °C/км, $w_0 = 4$ м/с. Кривая 1 — при $\Delta T = 20$ °C, 2 — 10 °C

На рис. 4 показана зависимость W_c , \bar{w}_c и h_c от величины постоянного перегрева на уровне подстилающей поверхности ΔT при фиксированных значениях w_0 . При $\Delta T \rightarrow 0$ $W_c \rightarrow w_0$, так как при отсутствии перегрева сила плавучести равна нулю и возмущение, создаваемое за счет выброса газов, быстро затухает в устойчивой атмосфере; $w(z)$ нигде не превышает w_0 , а уровень конвекции находится в пределах нижнего, наименее устойчивого слоя тропосферы с $\partial T/\partial z = \gamma_1 = -9,35$ °C/км. При увеличении ΔT значения \bar{w}_c , W_c и h_c растут в результате действия силы плавучести. По мере возрастания величины перегрева рост \bar{w}_c , W_c и h_c несколько замедляется, так как с увеличением ΔT струя все глубже проникает в более устойчивый слой атмосферы $z > 1$ км. Положение кривых $\bar{w}_c(\Delta T)$, $W_c(\Delta T)$ и $h_c(\Delta T)$ существенно зависит от w_0 (см. рис. 4).

Зависимость характеристик ВФ от w_0 в стационарном режиме при разных фиксированных значениях ΔT изображена графически на рис. 5. Значение h_c зависит от w_0 сравнительно слабо (при возрастании w_0 в 4 раза h_c увеличивается лишь на 5÷10%, в то время как флуктуации h_c в стационарном режиме составляют около 10÷15% от среднего значения). За-

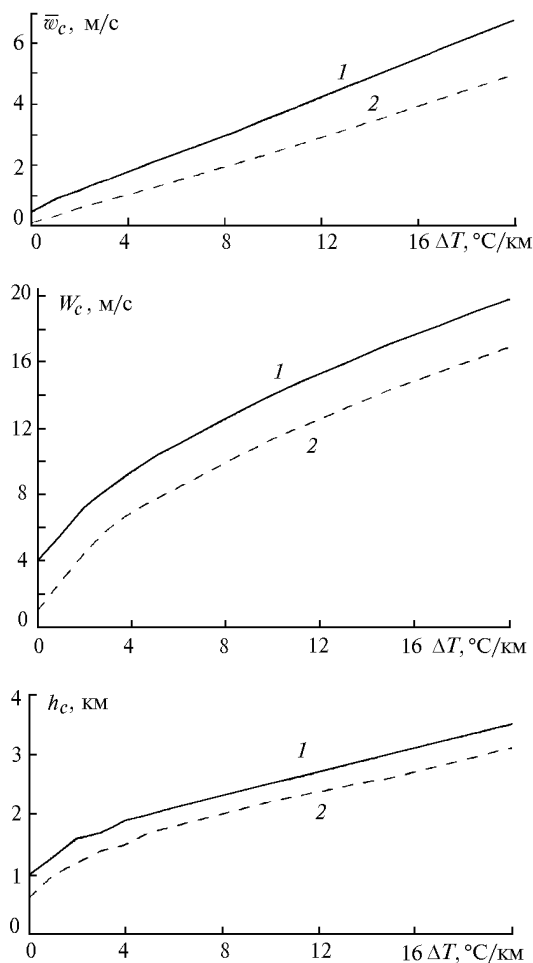


Рис. 4. Зависимость $\bar{w}_c(\Delta T)$, $W_c(\Delta T)$, $h_c(\Delta T)$ при $\gamma_1 = -9,35$ °C/км, $\gamma_2 = -5,4$ °C/км, $R = 1000$ м. Кривая 1 — при $w_0 = 4$ м/с, 2 — 1 м/с

висимость величин \bar{w}_c и W_c от w_0 приблизительно линейна.

В развитии конвекции существенную роль играет обмен теплом и количеством движения между конвективным потоком и окружающей средой вследствие упорядоченного горизонтального движения воздуха через боковую границу струи, а также турбулентного вовлечения [1, 2] (в уравнениях (1.1) и (1.3) эти процессы количественно описываются 2-м и 3-м членами соответственно). Вклад этих членов в уравнения в значительной степени определяется величиной радиуса струи R .

На рис. 6 проиллюстрирована зависимость W_c , \bar{w}_c и h_c от R . С ростом R интенсивность конвекции возрастает (рост горизонтальных размеров струи приводит к уменьшению роли процессов, происходящих на ее границе, и отток энергии в окружающую атмосферу уменьшается), однако при $R \rightarrow \infty$ \bar{w}_c , W_c и h_c стремятся к некоторым фиксированным значениям. Физически это означает, что интенсивность обмена с окружающей средой с ростом R ослабевает и, начиная с некоторых значений R , становится пренебрежимо малой по сравнению с интенсивностью вертикального переноса теплоты и импульса.

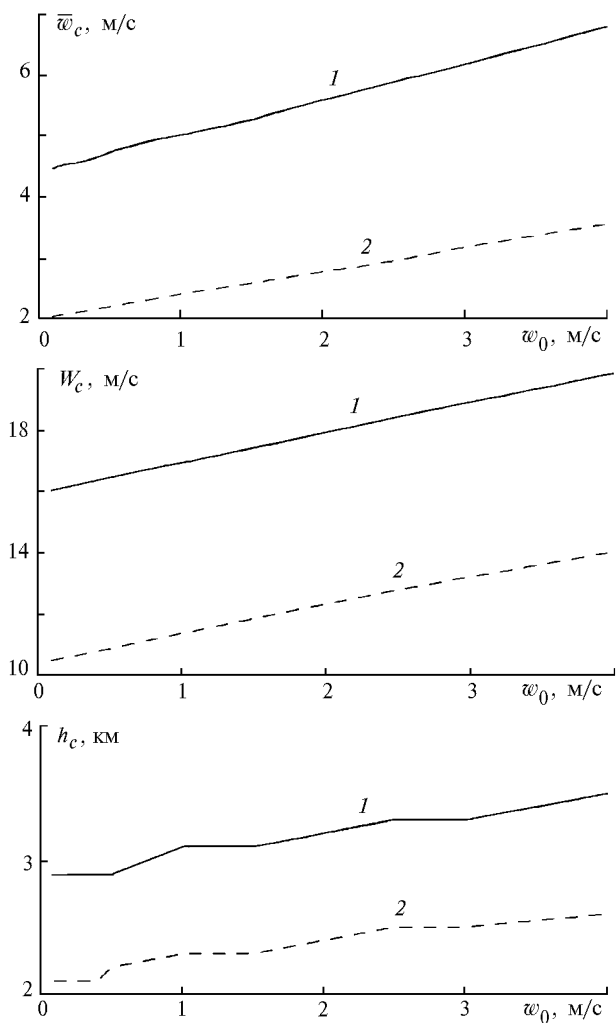


Рис. 5. Зависимость $\bar{w}_c(w_0)$, $W_c(w_0)$, $h_c(w_0)$ при $\gamma_1 = -9,35$ °C/км, $\gamma_2 = -5,4$ °C/км, $R = 1000$ м. Кривая 1 – при $\Delta T = 10$ °C, 2 – 5 °C

Заклучение

В рамках численной нестационарной полуторазмерной модели конвективной струи произведено моделирование эволюции вулканического факела, представляющего собой вертикальную цилиндрическую конвективную струю в атмосфере с заданными вертикальными профилями температуры и давления без учета конденсации водяного пара. Результаты численных расчетов позволяют сделать ряд выводов.

1. При неизменных во времени параметрах возмущения и характеристиках невозмущенной атмосферы по истечении некоторого промежутка времени (порядка 10÷15 мин) вертикальный профиль скорости восходящего потока практически полностью фиксируется во времени и устанавливается стационарный режим конвекции. Флуктуации стационарных значений скорости восходящего потока $w(z)$ составляют не более 5÷10%.

2. Существенное влияние на динамические характеристики ВФ оказывает температурная стратификация атмосферы, причем максимальное значение

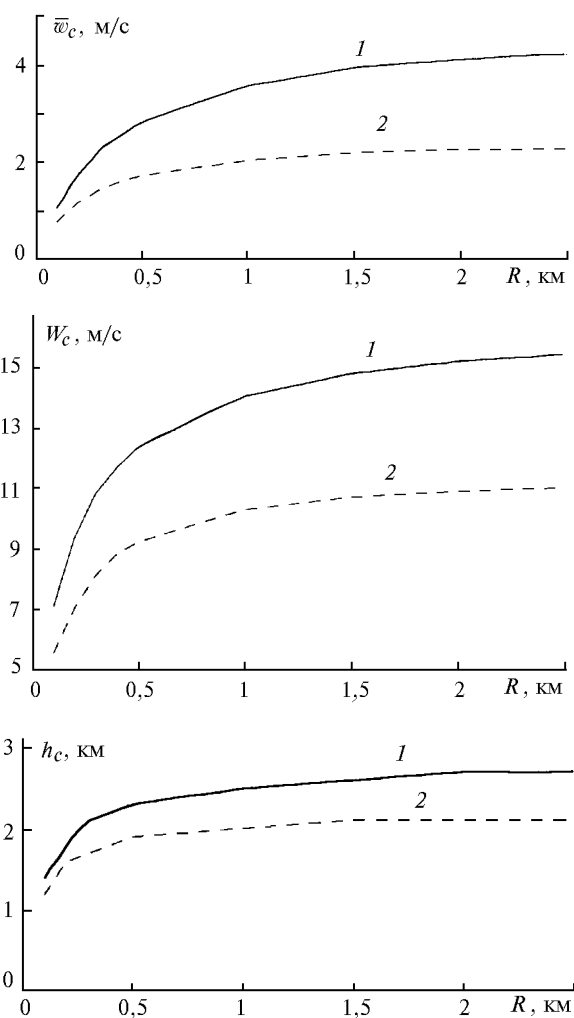


Рис. 6. Зависимость $\bar{w}_c(R)$, $W_c(R)$, $h_c(R)$ при $\gamma_1 = -9,35$ °C/км, $\gamma_2 = -5,4$ °C/км, $w_0 = 4$ м/с. Кривая 1 – при $\Delta T = 10$ °C, 2 – 5 °C

скорости восходящего потока наиболее чувствительно к градиенту температуры в приземном слое, в то время как стратификация среды в более высоких слоях влияет главным образом на высоту распространения струи. Уменьшение величины $\partial T/\partial z$ в верхней части тропосферы ($z > 1$ км) на 1 °C/км, в зависимости от конкретных условий, может привести к повышению уровня конвекции на 200÷1000 м.

3. Интенсивность конвекции, определяемая величиной скорости восходящего потока и уровнем высоты распространения струи, существенно увеличивается при росте величины перегрева воздуха над кратером вулкана (ΔT). Так, увеличение ΔT от 1 до 10 °C приводит к возрастанию максимального значения скорости восходящего потока (в стационарном режиме) в несколько раз.

4. Зависимость максимального и среднего по столбу атмосферы значений $w(z)$ в стационарном режиме от скорости восходящего потока на уровне подстилающей поверхности, определяющей интенсивность выброса вулканического газа, близка к линейной.

5. Уменьшение горизонтальных размеров струи приводит к некоторому спаду интенсивности конвективного потока, так как при этом существенную роль начинает играть отток тепла и количества движения через боковую границу струи в окружающую среду. Зависимость W_c и \bar{w}_c от R наиболее четко проявляется при $R < 300 \div 500$ м. При увеличении R вклад членов, описывающих взаимодействие ВФ с окружающей средой, уменьшается, и при $R > 1$ км радиус струи практически перестает оказывать влияние на интенсивность конвекции.

1. Баранов В.Г., Станкова Е.Н. Использование полутримерной модели для исследования естественной эволюции конвективного облака и при воздействии // Труды 1-го Всесоюзного симпозиума «Математическое моделирование атмосферной конвекции и искусствен-

ных 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 // Радиационная метеорология: Материалы методического центра по радиолокационной метеорологии социалистических стран. Л.: Гидрометеиздат, 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. Dvugaluk, N.E. Veremei. Numerical investigation of evolution of a volcanic flame without condensation.

The evolution of a volcanic flame representing a vertical cylindrical convective jet in the atmosphere with given vertical profiles of the temperature and pressure is considered in the present work. The authors investigate a dependence of vertical air current velocity and convection level on parameters of volcanic disturbance and unperturbed atmosphere using the numerical nonstationary model of a convective jet. The process of vapour condensation is not taken into account.