Механика

УДК 519.21

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ АЭРОЗОЛЕЙ И ФОРМИРОВАНИЯ ОБЛАЧНОСТИ ПРИ ЛЕСНЫХ ПОЖАРАХ[1]

Алоян А. Е.[2]***, Арутюнян В. О.***[3]

AEROSOL DYNAMICS MODELING AND CLOUD FORMATION DURING FOREST FIRES

Aloyan A. E., Arutunyan V. O.

A complex mathematical model is considered, which describes atmospheric circulation, aerosol dynamics, and convective cloud formation during forest fires. The dynamics of soot particles is described in terms of kinetic equations of condensation and coagulation. The model incorporates main microphysics processes responsible for the generation of cloud drops on condensation nuclei and their further growth (nucleation, condensation/evaporation, coagulation, sedimentation). The results of numerical experiments are used to analyze specific features of airflow patterns during forest fires, which are caused by the interaction between the fields of wind flow velocity, temperature, and humidity.

Keywords: dynamics, condensation, coagulation, convective cloud.

Введение

Крупномасштабные лесные пожары в последние годы наблюдались во многих странах (Россия, Канада, Испания, Франция и др.). При лесных пожарах в атмосферу выбрасывается большое количество аэрозолей, которые могут служить ядрами конденсации, способствующими образованию облачности. Поэтому лесные и степные пожары являются предметом многих геофизических исследований [1].

Температурные возмущения при лесных пожарах достигают 300–400° K при низовых пожарах и 500–900° K при переходе на верховой [2]. Очевидно, что при таких диапазонах изменения температур необходимо разработать соответствующие математические модели [3, 4]. При любом пожаре, даже самом интенсивном, органическая масса насаждений сгорает далеко не полностью. Степень выгорания биомассы определяется видом и силой пожара, составом горючих материалов, их влагосодержанием и химическим составом. При интенсивных пожарах, вызывающих воздушные конвективные колонки, возможны перенос горящих частиц и возникновение новых очагов горения вне контура пожара. Общая масса лесных горючих материалов (ЛГМ), включая подстилку, достигает в лесу 250–300 т/га (в сухом состоянии), но на долю легко сгорающих фракций приходится обычно не более 15–25 % [5]. В работах [2, 6] приведены значения ЛГМ для района оз. Байкал. В [2] содержатся данные о среднем содержании ЛГМ для всех пожаров. В [7] была проведена серия специальных исследований низового пожара и перехода его в верховой. При этом тепловой поток составил 40–60 квт/м^2, а температура на нижней границе полога леса составляет 300–450° K. В [8] приведена модель для расчета скорости распространения огня. Результаты расчетов показывают, что в зависимости от внешних условий скорость распространения меняется в очень широких пределах: от 0,01 до 0,5 м/с. В непосредственной близости от пожара размеры частиц много меньше 1 мкм, а средний размер частиц составляет 0,2 мкм. По мере удаления от источника происходит заметная коагуляция частиц. Более детальный анализ показывает, что концентрация частиц, нор-

[1]Работа выполнена при поддержке РФФИ (06-05-65184).

[2]Алоян Арташ Ерёмович, д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник Института вычислительной математики РАН; e-mail: aloyan@inm.ras.ru.

[3]Арутюнян Вардан Оганесович, канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник Института вычислительной математики РАН.

мированная с учетом разбавления, в нуклеационной моде и в моде накопления падает, а в грубодисперсной моде — растет. Поскольку при расчете выхода аэрозольных частиц на основании анализа космоснимков для всех участков наблюдаемой территории доступен лишь один снимок в день, отследить динамику развития пожара по ним невозможно. Все параметры пожара (тип, интенсивность излучения и др.) существенно изменяются в процессе развития пожара, и данные, относящиеся к одному моменту времени, не имеют определяющего значения. Поэтому для адекватного воспроизведения изменчивости аэрозольных частиц при лесных пожарах необходимо привлечь продвинутые модели формирования аэрозолей в атмосфере, обусловленные как гидродинамическими, так и кинетическими процессами. Наиболее сложно оценить размер частиц при пожаре. Размер первичных частиц, образующихся при горении органических материалов, меньше 50 нм. Высокая концентрация этих частиц в зоне горения приводит к быстрой броуновской коагуляции, за счет которой они вырастают до размеров порядка 100 нм.

Для моделирования аэродинамических процессов в атмосфере при больших пожарах использовался также аналитический подход [9]. Авторы ограничились описанием плоского турбулентного течения в атмосфере, вызванного интенсивным точечным пожаром (т. е., пожаром, характерный размер которого значительно меньше высоты подъема нагретых газов). В модели [10] предполагалось, что распространение пламени пропорционально отношению энергии, выделяющейся при сгорании, к энергии, потребляемой для нагрева новых порций горючего до температуры воспламенения. Эта модель базируется на обобщении большого количества экспериментальных данных и прошла ряд проверок в полевых условиях [11]. Результаты исследований по изучению влияния различных факторов на скорость распространения огня изложены в работе [12]. В работе [13] приведена модель изменчивости аэрозольных частиц в атмосфере из-за коагуляции при лесных пожарах. Термодинамические и физико-химические процессы, протекающие в зоне горения, детально рассматривались в работе [14].

В настоящей статье основное внимание уделено описанию гидродинамических процессов при лесном пожаре и динамики аэрозольных частиц в атмосфере с учетом процессов конденсации и коагуляции, а также формирования облачности с детальным учетом микрофизических процессов. При этом используется неравновесная функция распределения частиц по размерам [15–18].

1. Постановка задачи

В настоящее время вопросы, связанные со свободной конвекцией, достаточно хорошо изучены. Практический интерес представляет конвекция, возникающая в результате лесных пожаров. Температурные контрасты в приземном слое во время лесного пожара составляют несколько сот градусов. Масштаб турбулентных пульсаций в случае свободной конвекции, как правило, больше, чем в случае вынужденной конвекции. Так же, как и в случае вынужденной конвекции, можно пренебречь горизонтальными градиентами метеорологических величин среднего движения. Однако пульсацию давления p' в дальнейшем нельзя исключить из рассмотрения. На основе уравнения состояния идеального газа и определения потенциальной температуры получаем

$$\frac{\rho'}{\rho} \approx \frac{p'}{p} - \frac{T'}{T} - r\varepsilon'_v \approx -\frac{\vartheta'}{\bar{\vartheta}} + \frac{c_{va}}{c_{pa}}\left(\frac{p'}{\bar{p}}\right) - r\varepsilon'_\nu,$$

$$T' \approx \left(\frac{\bar{T}}{\bar{\vartheta}}\right)\vartheta' + \frac{p'}{\bar{p}}\left(\frac{1}{c_{pa}}\right) - r\varepsilon'_v.$$

Здесь ρ', p', T', ϑ' — турбулентные пульсации плотности ρ, давления p, температуры T и потенциальной температуры ϑ по отношению к соответствующим средним значениям $\bar{\rho}$, $\bar{p}$, $\bar{T}$, $\bar{\vartheta}$; ε'_ν — отклонение удельной влажности, $r = \left(\frac{R_v}{R_a} - 1\right) \approx 0,6$; R_v, R_a — удельные газовые постоянные водяного пара и сухого воздуха; c_{va}, c_{pa} — удельные теплоемкости водяного пара и сухого воздуха.

Уравнения динамики атмосферы будем рассматривать в декартовой системе координат (ось y направлена по меридиану на север, а ось x — по параллели на восток). Тогда систему уравнений гидротермодинамики свободной конвекции при лесных пожарах можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{u}\hat{u} = -\frac{\partial p'}{\partial x} + l\hat{v}' - l_1\hat{w} + \frac{\partial \tau_{1j}}{\partial x_j}, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{u}\hat{v} = -\frac{\partial p'}{\partial y} - l\hat{u}' + \frac{\partial \tau_{2j}}{\partial x_j}, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \hat{w}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{u}\hat{w} = \\ = -\frac{\partial p'}{\partial z} + \lambda_1 \hat{\vartheta}' - \lambda_2 p' + l_1 \hat{u} + \frac{\partial \tau_{3j}}{\partial x_j}, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial \hat{\vartheta}'}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{u}\hat{\vartheta} + \hat{w}S = \frac{\vartheta}{T}\frac{\partial H_j}{\partial x_j} + \frac{L_w \Phi \rho}{c_p}\frac{\vartheta}{T}, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} + \frac{\partial \hat{w}}{\partial z} = 0. \quad (1.5)$$

Аналогично уравнение для удельной влажности

$$\frac{\partial \hat{q}'}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{u}\hat{q}' = -\rho\Phi + \frac{\partial P_j}{\partial x_j}. \quad (1.6)$$

Здесь

$$\operatorname{div} \mathbf{u}\hat{\varphi} = \frac{\partial u\hat{\varphi}}{\partial x} + \frac{\partial v\hat{\varphi}}{\partial y} + \frac{\partial w\hat{\varphi}}{\partial z},$$

$\hat{\varphi} = \rho\varphi$ в качестве φ в уравнениях присутствуют u, v, w, ϑ', q',

$$\lambda_1 = \frac{g}{\bar{v}}, \quad \lambda_2 = \frac{c_{va}}{c_{pa}}\frac{g}{\bar{T}R_v}, \quad R_v = R_a\left(1 + r\varepsilon_v'\right),$$

параметр стратификации $S = \gamma_{ba} - \gamma$, γ_{ba} — влажно-адиабатический градиент температуры, γ — вертикальный градиент температуры стандартной атмосферы, g — ускорение силы тяжести, u, v, w — компоненты скорости ветра по осям x, y, z, соответственно, $l = 2\omega \sin\psi$, $l_1 = 2\omega\cos\psi$, ψ — широта местности, ω — абсолютная величина угловой скорости Земли, τ_{ij} — компоненты тензора вязких напряжений Рейнольдса, H_j и P_j — турбулентные потоки тепла и влаги, соответственно $(j = \overline{1,3})$, $(x_1 = x,\ x_2 = y,\ x_3 = z)$, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, Φ — скорость образования жидкой фазы в атмосфере, L_w — скрытая теплота конденсации.

В уравнениях (1.2)–(1.4) оставлены слагаемые силы Кориолиса с учетом проекций вектора ω_y и ω_z, а $\omega_x = 0$ (вследствие выбранной системы координат). Ради простоты предполагается, что $\psi = 45°$; тогда $l = l_1$. Необходимость учета проекции ω_y связана с тем, что вертикальные скорости при лесных пожарах достигают значений 10–15 м/с и вклад слагаемых, содержащих l_1, становится значимым.

Скорость образования жидкой фазы с точностью до турбулентных слагаемых представим в виде

$$\Phi = i\frac{c_p}{L_w}\left(\gamma_{ba} - \gamma\right)w, \quad (1.7)$$

$$i = \begin{cases} 1, & \text{если } q \geqslant q_H, \\ 0, & \text{если } q < q_H, \end{cases}$$

где q_H — упругость насыщения водяного пара.

Коэффициент турбулентного обмена количества движения, тепла и влаги определяются через тензор вязких напряжений Рейнольдса. Структура приземного слоя атмосферы описывается на основе теории Монина-Обухова и эмпирических функций Бусингера [19]. Температура на поверхности земли вычисляется из уравнений баланса тепла и распределения тепла и влаги в почве с учетом теплового потока, обусловленного лесными пожарами.

Система уравнений (1.1)–(1.6) решается в области

$$D_t = D \times [0, \bar{t}\,],$$

$$D = \left\{(x, y, z) : \right. \\ \left. x \in [-X, X],\ y \in [-Y, Y],\ z \in [0, H]\right\} \quad (1.8)$$

при следующих граничных и начальных условиях:

$$\hat{u}' = \hat{v}' = \hat{w}' = 0, \quad \hat{\vartheta}' = 0, \quad \hat{q}' = 0 \\ \text{при } t = 0, \quad (1.9)$$

$$\hat{u}' = \hat{v}' = \hat{w}' = 0, \quad \hat{\vartheta}' = 0, \quad \hat{q}' = 0 \\ \text{при } z = H, \quad (1.10)$$

$$h\frac{\partial \hat{u}}{\partial z} = a_u\hat{u}, \quad h\frac{\partial \hat{v}}{\partial z} = a_v\hat{v}, \quad h\frac{\partial \hat{q}}{\partial z} = a_q\left(\hat{q} - \hat{q}_0\right),$$

$$h\frac{\partial \hat{\vartheta}}{\partial z} = a_\vartheta\left(\hat{\vartheta} - \hat{\vartheta}_0\right) + i\alpha_T \text{ при } z = h, \quad (1.11)$$

$$w = 0, \text{ при } z = 0, \quad (1.12)$$

где h — высота приземного слоя, α_T — дополнительный тепловой поток, обусловленный лесными пожарами [2], $\hat{\vartheta}_0$, $\hat{q}_0$ — соответственно температура и влажность на поверхности земли, a_u, a_v, a_q, a_ϑ — описывают взаимодействие воздушных масс с поверхностью земли [17].

На боковых границах расчетной области нормальные производные искомых функций задаются равными нулю.

Для решения задачи (1.1)–(1.12) по времени применяется метод расщепления [20]. На каждом временном интервале выделим два этапа: (1.1) — перенос субстанций вдоль траекторий и турбулентный обмен, (1.2) —

согласование метеополей. На первом этапе расщепления система уравнений в дифференциальной постановке имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{u}\hat{u} = \frac{\partial \tau_{1j}}{\partial x_j}, \tag{1.13}$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{u}\hat{v} = \frac{\partial \tau_{2j}}{\partial x_j}, \tag{1.14}$$

$$\frac{\partial \hat{w}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{u}\hat{w} = \frac{\partial \tau_{3j}}{\partial x_j}, \tag{1.15}$$

$$\frac{\partial \hat{\vartheta}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{u}\hat{\vartheta} = L\bar{Q}, \tag{1.16}$$

$$\frac{\partial \hat{q}}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{u}\hat{q} = L\hat{q}, \tag{1.17}$$

где

$$Lf = \frac{\partial}{\partial x} K_H \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} K_H \frac{\partial f}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} K_H \frac{\partial f}{\partial z},$$

$\mathbf{u} = \{u, v, w\}$ — вектор скорости движения воздушной массы, K_H — коэффициент вихревой диффузии.

Соответствующая система уравнений решается с помощью двуциклической схемы расщепления [20]. На втором этапе решается задача динамического согласования полей метеоэлементов

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial x} + l\hat{v}' - l_1\hat{w}, \tag{1.18}$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial y} - l\hat{u}', \tag{1.19}$$

$$\frac{\partial \hat{w}}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial z} + \lambda_1\hat{\vartheta}' - \lambda_2 p' + l_1\hat{u}, \tag{1.20}$$

$$\frac{\partial \hat{\vartheta}'}{\partial t} + S\hat{w}' = 0. \tag{1.21}$$

Из дискретного аналога уравнений (1.18)–(1.21) находятся выражения для функций $\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}$ и подставляются в разностной аналог уравнения неразрывности (1.5). В результате получим

$$-a_1\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} - a_2\frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} - a_3\frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} - a_4\frac{\partial^2 p'}{\partial y \partial z} + a_5\frac{\partial p'}{\partial x} - a_6\frac{\partial p'}{\partial y} - a_7\frac{\partial p'}{\partial z} = F, \tag{1.22}$$

$$F = \left(\frac{0,5a_4 - 1}{\tau}\right)\frac{\partial f_u}{\partial x} + ea_1\frac{\partial f_u}{\partial y} - a_0\frac{\partial f_u}{\partial z} - a_0\tau l\frac{\partial f_v}{\partial z} - ea_1\frac{\partial f_v}{\partial x} - \left(\frac{1}{\tau} + \frac{a_2}{\tau}\right)\frac{\partial f_v}{\partial y} + a_0\frac{\partial \tilde{f}_w}{\partial x} - a_0\tau l\frac{\partial \tilde{f}_w}{\partial y} - \frac{a_3}{\tau}\frac{\partial \tilde{f}_w}{\partial z},$$

где

$$a_0 = a_w a_T l,$$

$$a_1 = 1 - a_u a_w a_T \tau^2 l^2, \quad a_2 = 1 + a_u a_w a_T \tau^4 l^4,$$

$$a_3 = \frac{a_w a_T}{a_u}, \quad a_4 = 2a_w a_T \tau^2 l^2,$$

$$a_5 = a_w a_T \tau l \lambda_2, \quad a_6 = a_w a_T \tau^2 l^2 \lambda_2,$$

$$a_7 = a_3\lambda_2, \quad a_u = \frac{1}{1 + \tau^2 l^2},$$

$$a_T = \frac{1}{1 + \tau^2\lambda_1 S}, \quad a_w = \frac{1}{1 + a_u a_T \tau^2 l^2},$$

$$f_u = \hat{u}^j - \tau l\hat{v}, \quad f_v = \hat{v}^j - \tau l\hat{u},$$

$$f_w = \hat{w}^j - \tau l\hat{u}, \quad \tilde{f}_w = f_w + \tau\lambda_1\hat{\vartheta}^j.$$

Уравнение (1.22) решается при следующих краевых условиях

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \text{ при } x = \pm X,$$

$$\frac{\partial p'}{\partial y} = 0 \text{ при } y = \pm Y,$$

$$w = 0 \text{ при } z = 0 \text{ и } z = H.$$

Начальным условием для (1.18)–(1.21) является решение задачи (1.13)–(1.17).

Итак, представим уравнение (1.22) в следующем операторном виде

$$Lp'^{J+1} = F,$$

где L — разностной аналог дифференциального оператора со смешанными производными, а вектор $\mathbf{F}$ получается по значениям функций с предыдущих шагов времени. Условия на границах учитываются в коэффициентах оператора L и вектора $\mathbf{F}$. Обозначим через $L_1 = L_{xx} + L_{yy} + L_{zz}$ часть оператора L, соответствующую вторым производным, указанным в индексах, а через $L_2 = L_{xy} + L_{xz} + L_{yz}$ — со смешанными производными.

Для решения уравнения (1.22) используется итерационная схема в сочетании с прямым методом [3, 4]

$$B\frac{p^{n+1} - p^n}{\kappa} + L^n p^n = \mathbf{F}, \tag{1.23}$$

где κ — итерационный параметр, а B — некоторый положительно определенный оператор.

После определения функции p', искомые функции $\hat{u}^{j+1}$, $\hat{v}^{j+1}$, $\hat{w}^{j+1}$, $\hat{\vartheta}^{j+1}$, $\hat{q}^{j+1}$ находятся из разностного аналога уравнений (1.18)–(1.21). Учет фазовых переходов влаги удобно реализовать на отдельном этапе расщепления. Это значительно облегчит проведение численных экспериментов с различными методами образования облачности и, особенно, при детальном включении процессов микрофизики.

2. Модель переноса аэрозолей

Уравнения переноса многокомпонентных аэрозолей в атмосфере при лесных пожарах представим в следующем виде [21]:

$$\frac{\partial \varphi_k}{\partial t} + (u_j - \delta_{j3} w_g)\frac{\partial \varphi_k}{\partial x_j} = \\ = F_k^{\text{aer}} + P_k^{\text{cond}} + P_k^{\text{coag}} + \frac{\partial}{\partial x_j} K_{jj} \frac{\partial \varphi_i}{\partial x_j} \quad (2.1)$$

$$(j = \overline{1,3}),$$

где φ_k, $k = 1, \ldots, N_a$ — концентрации аэрозолей, N_a — число соответствующих компонент; w_g — скорость гравитационного оседания; $F^{\text{aër}}$ — оператор, описывающий эмиссию аэрозолей; P^{cond}, P^{coag} — операторы конденсации и коагуляции, соответственно, K_{jj} — диагональные компоненты тензора диффузии.

Уравнения (2.1) решаются при следующих начальных и краевых условиях:

$$\varphi_i = \varphi_i^0, \text{ при } t = 0,$$

$$\varphi_i = \varphi_i^b, \text{ при } z = H. \quad (2.2)$$

$$\varphi_i|_\Gamma = \varphi_i^b, \text{ если } u_n < 0,$$

$$\left.\frac{\partial \varphi_i}{\partial \mathbf{n}}\right|_\Gamma = 0, \text{ если } u_n \geqslant 0, \quad (2.3)$$

где Γ — боковая поверхность, $\mathbf{n}$ — внешняя нормаль к Γ, u_n — нормальная компонента вектора скорости, φ_i^0 — начальное распределение концентрации, φ_i^b являются заданными величинами (фоновые поля).

Потоки примеси в приземном слое с учетом массы выбрасываемых в атмосферу аэрозолей при пожаре имеет следующий вид:

$$\nu \frac{\partial \varphi_k}{\partial z} = \frac{\varphi_k - \varphi_{k,0}}{r_a + r_b + r_c} + i\alpha_{\text{ist}}, \quad (2.4)$$

где ν — кинематическая вязкость воздуха, φ_k — поверхностная концентрация k-й аэрозоли, $i = 1$ в зоне горения и $i = 0$ вне зоны горения, $\alpha_{\text{ist}} = M_c E_f \alpha_0$, M_c — загрузка ЛГМ (кг/м^2), $E_f = 0,0015$ — коэффициент выхода, $\alpha_0 = 0,15$ — доля легкосгорающих фракций древесины, r_a — аэродинамическое сопротивление, r_b — квазиламинарное сопротивления приземного слоя, r_c — поверхностное сопротивление.

3. Кинетическая модель конденсации и коагуляции

Кинетическое уравнение для двухкомпонентных дискретных систем рассматривается для двух фракций: вода и сажевые частицы. Для описания их эволюции уравнения (1.1)–(1.5) и (2.1) дополняются уравнениями для функций распределения массы конденсирующегося и неконденсирующегося компонент. Для решения (2.1) вводится сетка по переменной для масс частиц, содержащихся в каждом интервале этой сетки, решаются отдельные уравнения вида (2.1). Для решения системы используется метод расщепления, позволяющий на отдельном этапе решать задачи конденсации и коагуляции [15, 18, 22].

Итак, на этапе решения задачи коагуляции рассматривается система уравнений [15, 18]

$$\frac{\partial n(\eta,t)}{\partial t} = \frac{1}{2}\int_0^\eta K(\eta - s, s) n(\eta - s) n(s) ds - \\ - n(\eta)\int_0^\infty K(\eta, s) n(s) ds,$$

$$\frac{\partial m(\eta,t)}{\partial t} = \int_0^\eta K(\eta - s, s) n(\eta - s) m(s) ds - \\ - m(\eta)\int_0^\infty K(\eta, s) n(s) ds,$$

где $n(\eta)$ — функция распределения частиц, $m(\eta) = \eta n(\eta)$.

На втором этапе решается задача конденсации

$$\frac{\partial n(\eta)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \eta}\big(v(\eta) n(\eta)\big) = 0,$$

$$\frac{\partial m(\eta)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \eta}\big(v(\eta) m(\eta)\big) = 0.$$

Формулы для расчета коэффициентов коагуляции для различных режимов столкновений и скоростей конденсации приведены в [22]. Отметим, что рассматриваемая задача очень трудоемкая, так как число операций пропорционально квадрату числа узлов сетки в пространстве масс. После решения задачи кинетики аэрозольных частиц решается задача формирования облачности с детальным учетом микрофизических процессов.

3.1. Уравнения микрофизики

Для учета микрофизических процессов в облачной системе используются две функции распределения $n_1(x_i, r_n, t)$ для облачных ядер конденсации и $n_2(x_i, m, t)$ для облачных капель, так что $n_1(x_i, r_n, t)dr_n$ дает в точке x_i в момент времени t концентрацию ядер конденсации радиусом от r_n до $r_n + dr_n$, а $n_2(x_i, m, t)dm$ — концентрацию облачных капель массой от m до $m+dm$. Зная $n_2(x_i, m, t)$, можно определить удельную водность для жидкой воды в каждой точке пространства

$$q_L = \frac{1}{\rho_0(z)} \int\limits_{m_0}^{\infty} m n_2(x_i, m, t) dm.$$

Уравнение для облачных ядер конденсации можно записать в виде

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_j n_1) = \\ = -\left[\frac{\partial n_1}{\partial t}\right]_{\text{nucl}} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(K_H \frac{\partial n_1}{\partial x_j}\right), \quad (3.1)$$

где слагаемое $\left[\frac{\partial n_1}{\partial t}\right]_{\text{nucl}}$ описывает уменьшение концентрации ядер конденсации из-за активации при пересыщении сверх критического значения.

Уравнение для функции распределения капель учитывает адвективный и турбулентный перенос, а также локальные изменения под действием седиментации, конденсации/испарения, распада и коагуляции

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(u_j - w_g(m)\delta_{i3}) n_2\right] = \\ = \left[\frac{\partial n_2}{\partial t}\right]_{\text{nucl}} + \left[\frac{\partial n_2}{\partial t}\right]_{\text{cond}} + \left[\frac{\partial n_2}{\partial t}\right]_{\text{coag}} + \\ + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(K_H \frac{\partial n_2}{\partial x_j}\right), \quad (3.2)$$

где $w_g(m)$ — скорость падения капли массы m.

Теперь рассмотрим по отдельности локальные микрофизические процессы.

3.1.1. Нуклеация

Значение влажности воздуха, при котором облачная капля пребывает в равновесии с окружающим паром, отличается от насыщающей влажности над плоской поверхностью. Это обусловлено, во-первых, кривизной поверхности капли и связанным с этим поверхностным натяжением, а во-вторых, соленостью капли. Вклады этих эффектов противоположны по знаку, и равновесное для данной капли значение влажности определяется формулой Кёлера [23]

$$S = 1 + \frac{2\sigma}{\rho_w R_v T r} - \frac{2\rho_n M_w r_n^3}{\rho_w M_n r^3}. \quad (3.3)$$

Здесь $S = q/q_s(\mathrm{T})$ — относительная влажность, выраженная в долях от насыщающего значения $q_s(T)$, ρ_w, ρ_n, M_w, M_n — плотность и молекулярная масса воды и сухой соли соответственно, σ — поверхностное натяжение воды, r и r_n — радиусы облачной капли и ее солевого ядра соответственно. Далее в наших численных экспериментах будем полагать, что ядра состоят из NaCl.

В естественных условиях формирующейся облачной системы капли, растущие на небольших ядрах, приходят в равновесие с имеющимся пересыщением довольно быстро (за секунды), вырастая при этом до размеров, удовлетворяющих уравнению (3.3). При этом для каждого r_n существует критическое значение

$$r_c(r_n) = \sqrt{\frac{3 M_w \rho_n r_n^3 R_v T}{M_n \sigma}},$$

такое, что $dS/dr|_{r=r_c} = 0$. Как только относительная влажность превысит критическое значение

$$S_c(r_n) = S_c(r_c(r_n)) = \\ = 1 + \sqrt{\frac{16\sigma^3 M_n}{27\rho_w^2 (R_v T)^3 M_w \rho_n r_n^3}},$$

становится возможным последующий конденсационный рост капель, чей радиус равен либо превышает r_c, вне зависимости от дальнейшего увеличения пересыщения. Таким образом, при $S = S_c(r_n)$ ядра конденсации размера r_n активируются, порождая облачные капли начального радиуса $r_0 = r_c(r_n)$.

После активации облачных ядер конденсации их дальнейший рост описывается уравнением роста капли [23, 24]

$$\frac{dr}{dt} = \frac{D_V E_S F_V}{\rho_w R_v T} \frac{1}{(r + r^*)\Delta},$$

где

$$r^* = \frac{D_V}{\alpha\sqrt{\frac{2\pi}{R_v T}}\Delta},$$

$$\Delta = 1 + \frac{D_V E_S L^2}{\kappa R_v^2 T^3}, \quad \alpha = 0,036.$$

Здесь D_V — коэффициент диффузии, E_S — давление насыщения, κ — коэффициент теплопроводности воздуха, r^* учитывает влияние газокинетических процессов на коэффициент диффузии для мелких капель, α — коэффициент конденсации. Коэффициент вентиляции F_V определяется следующей формулой [23]:

$$F_V = \begin{cases} 1,0 + 0,108\left(\mathrm{Re}^{1/2}\, Sc^{1/3}\right)^2, \\ \qquad\qquad \mathrm{Re} < 2,5, \\ 0,78 + 0,308\,\mathrm{Re}^{1/2}\, Sc^{1/3}, \\ \qquad\qquad \mathrm{Re} \geqslant 2,5, \end{cases}$$

где $Sc = \nu/D$ — число Шмидта, $\mathrm{Re} = 2rw_g(m)/\nu$ число Рейнольдса.

3.1.2. Конденсация и испарение водяных капель

Рост облачных капель в конвективных облаках определяется совместным влиянием различных взаимодействующих факторов. Простые оценки показывают, что при сильных вертикальных движениях и при больших пересыщениях, типичных для глубокой конвекции, облачные капли могут удваиваться в размерах за время от 10 до 50 с. Исключение составляют лишь частицы, растущие на гигантских ядрах. Это означает, что даже на начальной стадии образования облака влияние растворимости дает вклад 1 % в тонком слое вблизи облачной границы. Если принять за границу облака значение водности 0,1 г/м^3, то отношение плотности соли к плотности воды составит $\sim 10^{-6}$–10^{-5}, что незначительно по сравнению с пересыщением. Поэтому целесообразно учитывать растворенные вещества лишь в течение небольшого промежутка времени после активации ядер конденсации, а в дальнейшем ими можно пренебречь.

4. Коагуляция

Изменение спектра размеров облачных капель под действием коагуляции описывается хорошо известным уравнением Смолуховского

$$\left[\frac{\partial n_2(m)}{\partial t}\right]_{coag} = \frac{1}{2}\int_0^m \tilde{K}(m, m_1) n_2(m - m_1) n_2(m) dm_1 - n_2(m)\int_0^\infty \tilde{K}(m, m_1) n_2(m_1) dm_1. \quad (4.1)$$

Здесь $\tilde{K}(m, m_1)$ — коэффициент коагуляции, характеризующий вероятность слияния частиц с массами m и m_1. Для большей наглядности и прояснения физического смысла выражения для коэффициентов коагуляции $K(r_1, r_2)$ приведем в зависимости не от масс, а от радиусов коагулирующих частиц. Переход от K к $\tilde{K}$ очевиден и осуществляется с помощью формулы $m = \frac{4}{3}\pi\rho r^3$, где ρ — плотность частицы.

Распад облачных капель с течением времени рассчитывается с помощью следующего уравнения:

$$\left[\frac{\partial n_2(m)}{\partial t}\right]_{dec} = -n_2(m)P(m) + \int_m^\infty P(m')Q(m', m)f(m')dm', \quad (4.2)$$

где $P(m)$ определяет вероятность распада в единицу времени облачной капли массы m, $Q(m', m)dm$ — доля капель, образовавшихся при распаде капли массой $m' > m$, попадающих в интервал масс от m до $m + dm$ [13], $P(m)$ вычисляется по формуле [24]

$$P(m) = 2,94 \times 10^{-7} \exp\left(34 r_m\right),$$

где r_m — радиус (в мкм) капли с массой t.

5. Численная схема модели конвективного облака

Для решения уравнений (3.1), (3.2), (4.1), (4.2) используется метод расщепления по физическим процессам [15, 16]. На каждом шаге

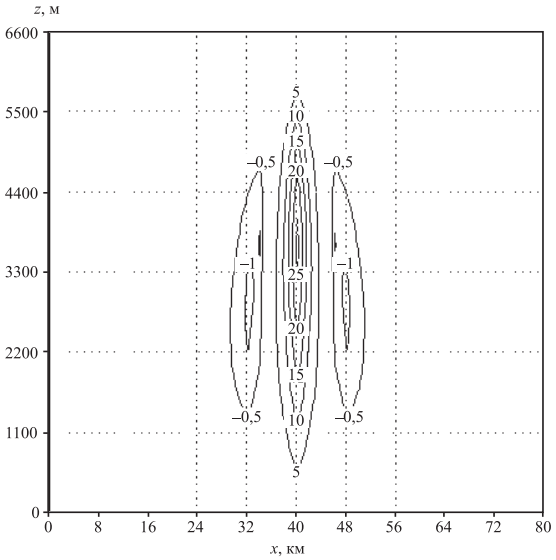


Рис. 1. Поле вертикальной скорости w в плоскости (x, z) (при отсутствии фонового потока) через 30 мин после пожара

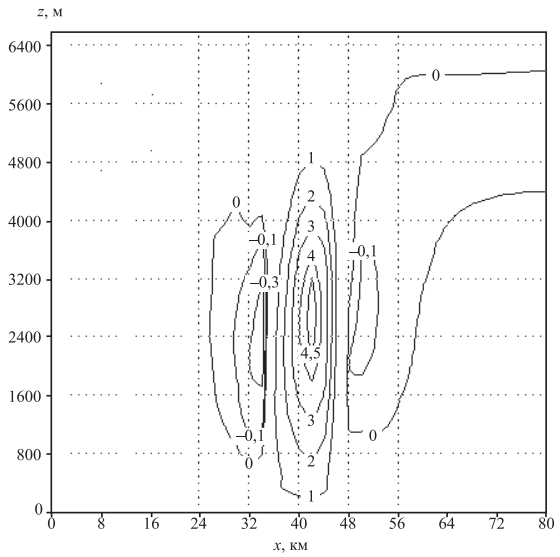


Рис. 2. Поле отклонений потенциальной температуры от фонового значения в плоскости (x, z) при отсутствии фонового потока через 30 мин после пожара

по времени сначала решается задача гидродинамики, а затем решаются уравнения микрофизической модели. Шаг гидродинамической модели состоит из двух основных этапов. На первом этапе с помощью разностной схемы второго порядка аппроксимации по пространственным переменным рассчитываются перенос по траекториям и турбулентный обмен. Аппроксимация по времени осуществляется с помощью схемы Кранка-Николсона [20].

На втором этапе решается задача согласования метеорологических полей. Основные этапы временного шага микрофизической модели таковы:

1) определяется пересыщение,

2) вычисляется масса сконденсировавшейся (испарившейся) влаги,

3) определяется изменение температуры и удельной влажности из-за конденсации и испарения,

4) в конце динамического шага $t_{n+1} = t_n + \Delta t$ определяются новые значения функций n_1 и n_2,

5) решаются уравнения коагуляции и седиментации.

6. Численные эксперименты

По изложенным выше алгоритмам проводились численные эксперименты по исследованию пространственно-временной изменчивости концентрации аэрозольных частиц в атмосфере при лесных пожарах. Расчеты проводились при следующих значениях входных параметров: размеры области моделирования по горизонтали — 80×80 км, шаг по горизонтали — 2 км, высота области — 6 960 м от поверхности земли, количество вертикальных узлов — 41 ($\Delta z_1 = \Delta z_2 = 20$ м, $\Delta z_3 = 40$ м, $\Delta z_4 = 80$ м, $\Delta z_k = 100$ м $(k = 5, \ldots, 16)$, $\Delta z_k = 150$ м $(k = 17, \ldots, 22)$, $\Delta z_k = 200$ м $(k = 23, \ldots, 32)$, $\Delta z_k = 300$ м $(k = 33, \ldots, 41)$. В экспериментах задавалось следующее направление фонового потока: $U_b = 5$ м/с, $V_b = 0$ на верхней границе атмосферы ($z = 6\,960$ м). Фоновое значение температуры на поверхности земли — $\bar{T}$= 288 К. Шаг интегрирования — $\Delta t = 10$ с. На подстилающей поверхности задавался тепловой поток, который в течение 30 мин линейно нарастал от нуля до величины 40 КВт/м^2 [2], а потом в течение 30 мин постепенно убывал до 1 Вт/м^2. Область моделируемого очага пожара была расположена в центре расчетной сетки по горизонтали с размерами (8×8 км). Предполагалось, что выбрасываемые сажевые частицы являются монодисперсными с радиусом 0,06 мкм, частицы считались нерастворимыми. Содержание ЛГМ задавалось равным значению 3 кг/м^2 [2].

Приведенные в настоящей работе результаты получены на пространственной сетке (41×41×41), сетка в пространстве масс имела 30 узлов и охватывала частицы размером от 0,08 до 7 мкм. Расчеты проводились в рамках

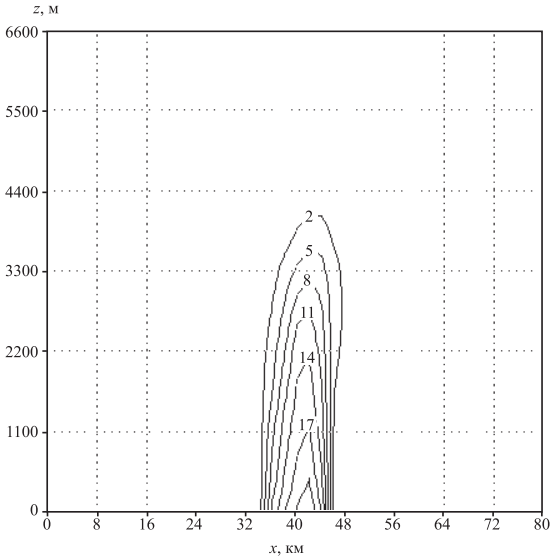


Рис. 3. Поле вертикальной скорости w в плоскости (x, z) (при наличии фонового потока) через 30 мин после пожара

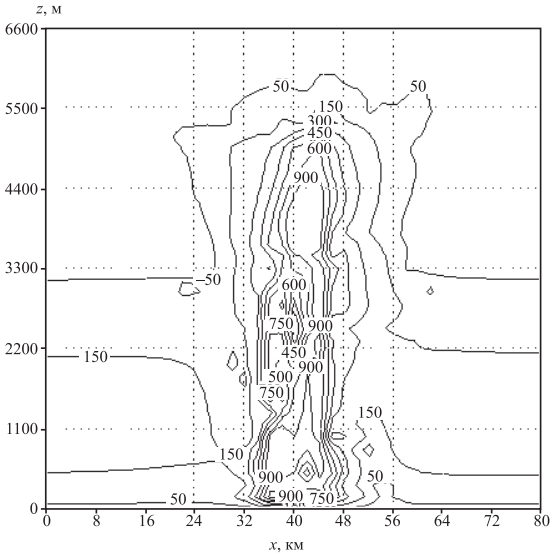


Рис. 4. Поле турбулентного обмена в плоскости (x, z), $t = 30$ мин

единой модели следующим образом. По модели влажной конвекции при лесных пожарах получены характеристики атмосферной циркуляции в рассматриваемом регионе, вычислялись поля ветра, температуры, влажности и турбулентные характеристики.

На рис. 1 представлено поле вертикальной скорости w в плоскости (x, z) (при отсутствии фонового потока) через 30 мин после пожара. Видно, что вертикальная скорость w достигает здесь значения ~ 26 м/с, что близко к значению 27 м/с, полученному в работе [9], а экспериментально измеренные значения [25] находились в интервале 25–30 м/с. Для оценки высоты подъема конвективной колонки в работе [26] предложена формула, согласно которой эта высота в рассматриваемом случае составляет 3 400 м. Численные эксперименты, проведенные по модели, изложенной выше, дают $\sim 3\,260$ м.

На рис. 2 представлены аналогичные рис. 1 поля, отражающие результаты расчетов при наличии фонового потока.

На рис. 3 приведено поле отклонений потенциальной температуры от фонового значения при отсутствии фонового потока через 30 мин после пожара.

На рис. 4 приведено поле турбулентного обмена в плоскости (x, z). Максимальное значение достигается в зоне больших градиентов полей метеоэлементов.

Исследована пространственно–временная изменчивость концентрации аэрозольных частиц в атмосфере. На рис. 5 представлено поле концентрации аэрозольных частиц с радиусом 2,6 мкм на высоте 460 м через (а) 30 и (б) 180 мин после пожара. Аналогичные картинки для частиц с радиусом 3,77 мкм приведены на рис. 5в и 5г. Отсюда видно, что поле локализовано в основном над зоной очага горения. Это обусловлено тем, что в зоне горения в нижних слоях атмосферы вертикальная составляющая вектора скорости доминирует над горизонтальной.

На рис. 6 представлены изолинии концентрации аэрозольных частиц с радиусом 2,6 мкм на высоте 1 510 м через (а) 30 и (б) 180 мин после пожара. Аналогичные картинки для частиц с радиусом 3,77 мкм приведены на рис. 6в и 6г. Из рис. 6г видно, что концентрация крупных частиц существенно увеличивается из-за коагуляции, а также несколько видоизменяется и конфигурация поля концентрации из-за взаимодействия конвективной струи с фоновым потоком.

На рис. 7 представлены изолинии концентрации аэрозольных частиц с радиусом 2,6 мкм на разных высотах через 180 мин после пожара. Зона максимальной концентрации расположена вне зоны горения, что обусловлено как гидродинамическими, так и кинетическими процессами.

Образовавшиеся сажевые частицы могут служить ядрами конденсации для содержащегося в атмосфере водяного пара. На рис. 8 приведены значения поля водности для различных высот через 80 мин после пожара.

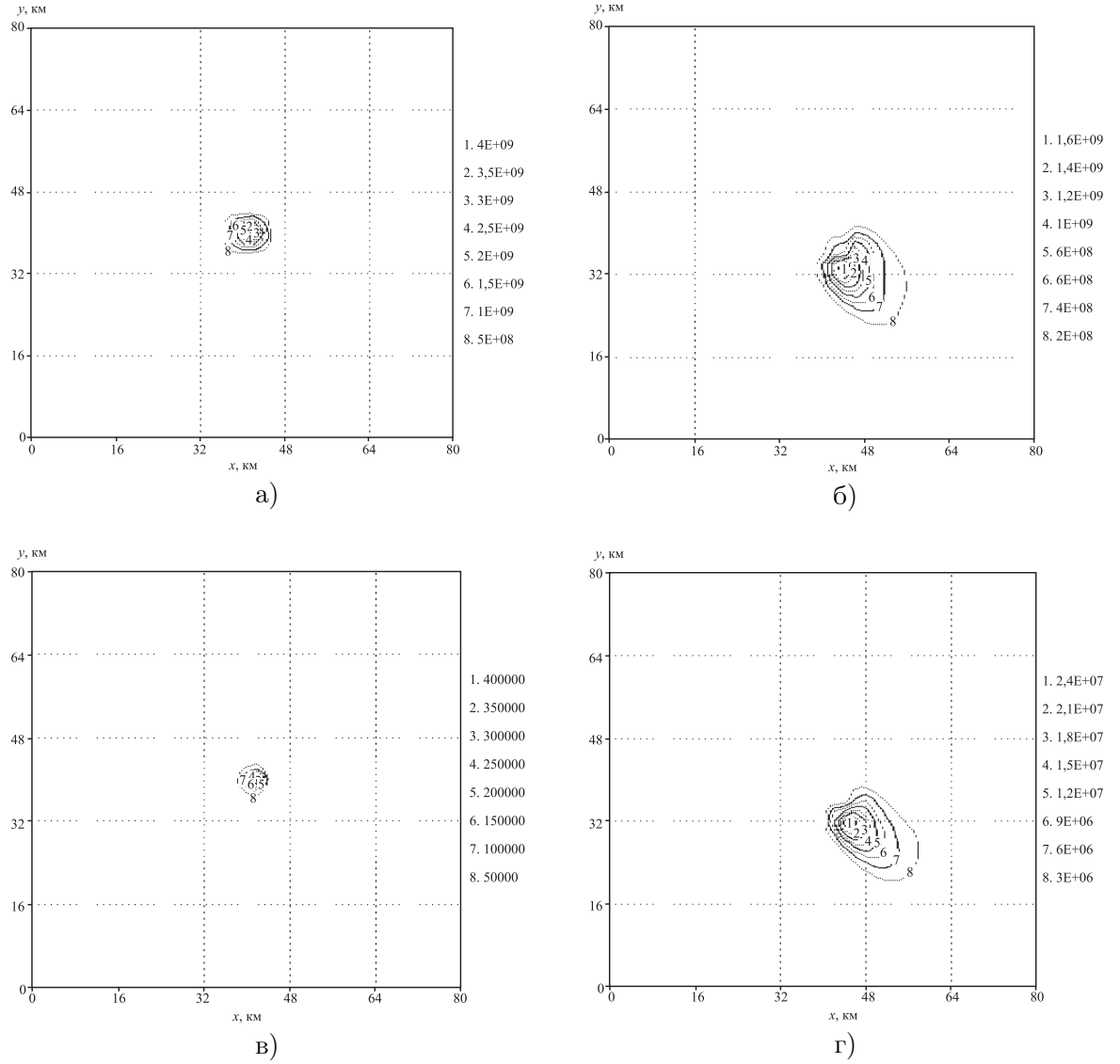


Рис. 5. Поле концентрации аэрозольных частиц с радиусом 2,6 мкм через 30 мин (*а*) и 180 мин (*б*) после пожара, а на рис. (*в*) и (*г*) — частиц с радиусом 3,77 мкм, соответственно

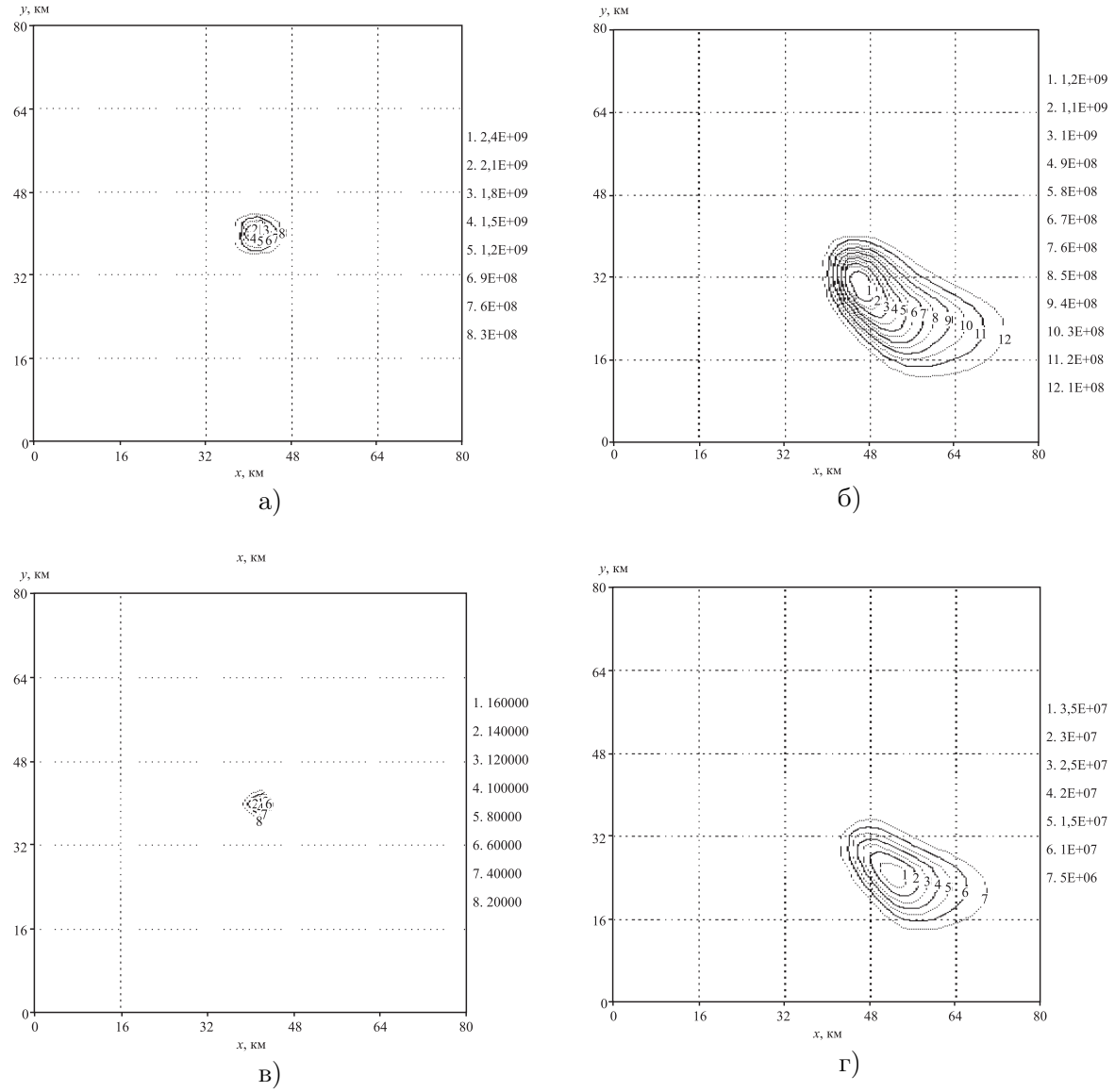


Рис. 6. То же самое, что и на рис. 5, только для высоты $z = 1\,510$ м

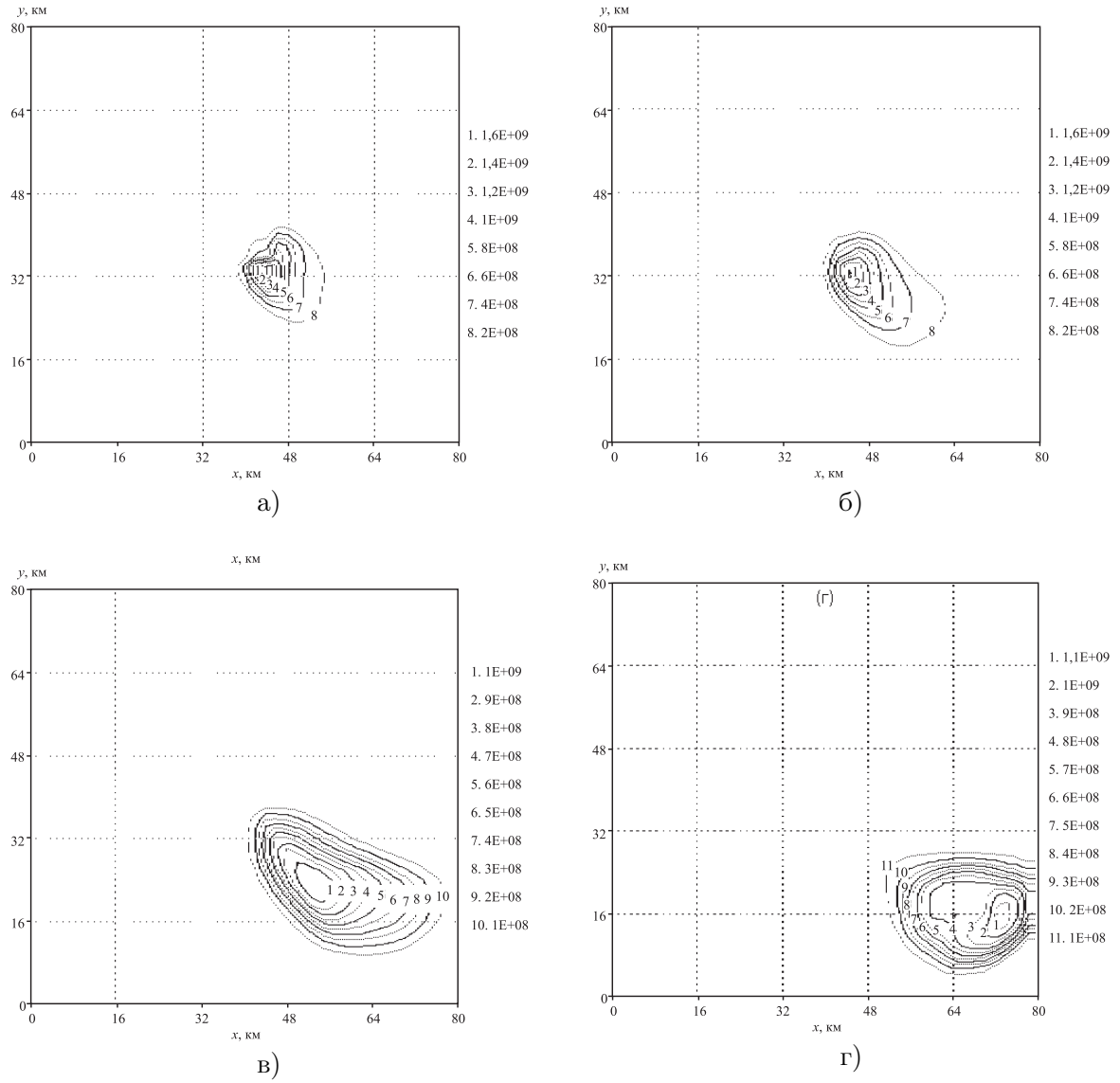


Рис. 7. Поле концентрации аэрозольных частиц с радиусом 2,6 мкм в плоскости (x, y) на высотах 260 м (а), 960 м (б), 1 960 м (в) и 3 860 м (г) через 180 мин после пожара

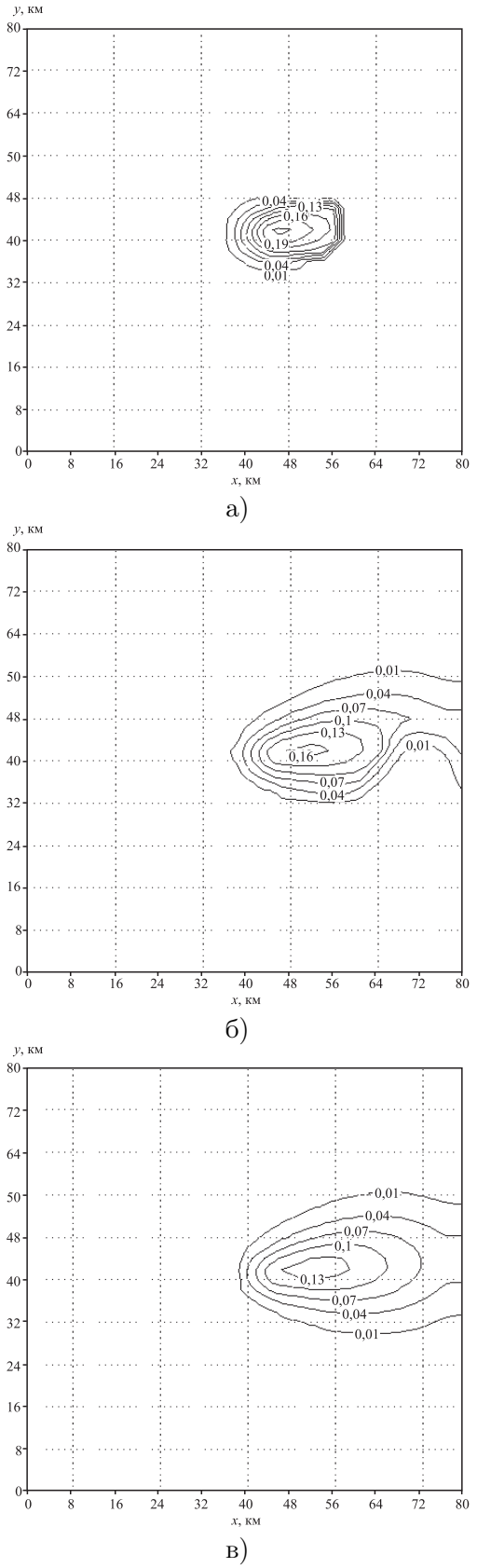


Рис. 8. Поле водности (г/г) через 80 мин после пожара на высотах (а) 760 м, (б) 1 360 м и (в) 1 660 м

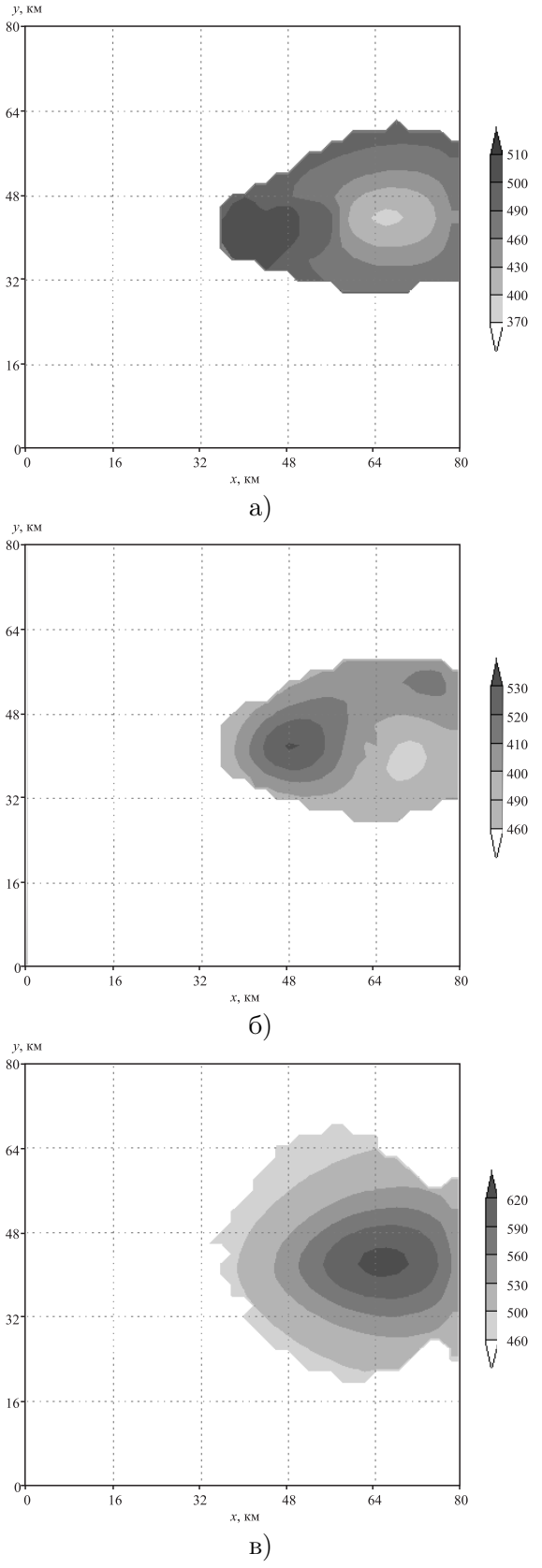


Рис. 9. Счетная концентрация облачных капель ($м^{-3}$) с радиусом 2,81 мкм на высотах (а) 760 м, (б) 1 360 м и (в) 3 260 м через 80 мин после пожара

Счетная концентрация аэрозольных частиц с радиусом 2,81 мкм на различных высотах приведена на рис. 9. Рис. 8 и 9 показывают сложные взаимосвязи между формированием аэрозольных частиц и облачности в атмосфере при лесных пожарах.

Эффективность дыма как ядер конденсации невысока и зависит от их химического состава. Этот вопрос требует дополнительных исследований, ясно лишь, что эти частицы, по крайней мере, не являются растворимыми, поэтому результаты описанных выше расчетов могут рассматриваться как оценки эффективности вымывания сверху. Результаты численных расчетов показывают, что во влажной атмосфере сажа поднимается на значительно большую высоту. Однако основная масса воды, образующая облако, располагается существенно выше, а вовлекаемые в восходящее течение частицы в основном расположены в нижней части облака вблизи центральной части очага горения. Эта особенность обуславливает достаточно низкую эффективность вымывания.

Заключение

Разработана физико-математическая модель, позволяющая проводить исследования динамики и кинетики аэрозольных частиц в атмосфере при лесных пожарах. Модель основана на совместном решении задач динамики атмосферы во влажной атмосфере и кинетических процессов конденсации и коагуляции. Выделение теплоты конденсации приводит к увеличению высоты подъема сажевых частиц. Для иллюстрации работоспособности модели выполнены численные расчеты по моделированию процессов формирования спектров аэрозольных частиц над большим лесным пожаром. Полученные результаты по динамике подъема струи согласуются с расчетными и экспериментальными данными других авторов. Результаты расчетов по аэрозольной динамике могут быть уточнены, если учесть специфические свойства сажевых частиц, а также наличие гигроскопических атмосферных ядер конденсации, которые могут активироваться при более низких значениях пересыщения и, тем самым, изменить общую картину процесса. Разработанная модель позволяет провести такие расчеты.

Литература

1. *MacCracken M. C., Cess R. D., Potter G. R.* Climatic effects of anthropogenic arctic aerosols and illustration of climatic feedback mechanisms with 2D climatic models // J. Geophys. Res. 1986. Vol. 91. P. 14445–14450.
2. *Гришин А. М.* Математическое моделирование лесных пожаров и новые способы борьбы с ними. Новосибирск: Наука, 1992. 404 с.
3. *Алоян А. Е.* Негидростатические модели локальных атмосферных процессов. Препринт №479 ВЦ СО АН СССР, Новосибирск, 1984. 36 с.
4. *Пененко В. В., Алоян А. Е.* Модели и методы для задач охраны окружающей среды. М.: Наука, 1985. 256 с.
5. *Софронов М. А., Вакуров А. Д.* Огонь в лесу. Новосибирск: Наука, 1981. 128 с.
6. *Amiro B. D., Todd J. B., Wotton B. M.* Direct carbon from Canadian forest fires. Can. J. For. Res. 2001. Vol. 31. P. 512–525.
7. *Доррер Г. А.* Математическое модели динамики лесных пожаров. М.: Лесная Промышленность, 1979. 160 с.
8. *Reid J. S., Hobbs P. V., Ferek R. J., Blake D. R., Martins J. V., Dunlap M. R., Liousse C.* Physical, chemical, and optical properties of regional hazes dominated by smoke in Brazil // J. Geophys. Res. 1998. Vol. 103. P. 32059–32080.
9. *Гостинцев Ю. А., Копылов Н. П., Рыжков А. М., Хасанов Н. Р.* Конвективный перенос продуктов сгорания в атмосфере над большими пожарами // Изв. АН СССР, сер.: Механика жидкостей и газа. 1990. №4. С. 47–52.
10. *Rothermel R. C.* A mathematical model for predicting fire spread in wildland fuels // Research Paper INT-115. Ogden, UT: US Department of Agriculture, Forest Service, Intermountain Forest and Range Experiment Station. 1972. P. 1–40.
11. *Brown I. R.* Field test of a rate-spread model in slash fuels // USDA Forest Service Research Paper INT-116, Ogden, 1972. 24 p.
12. *Софронов М. А.* Лесные пожары в горах Южной Сибири. М.: Наука, 1967. 152 с.
13. *Radke L. F., Hegg P. V., Hobbs P. V., Penker J. E.* Effects of ageing on the smoke from a large forest fire // Atm. Res. 1995. Vol. 38. P. 315–332.
14. *Sero-Guillaume O., Margerit J.* Modelling forest fires. Part I: a complete set of equations derived by extended irreversible thermodynamics // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2002. Vol. 45. P. 1705–1722.
15. *Piskunov V. N., Golubev A. I., Goncharov E. A., Ismailova N. A.* Kinetic modeling of composite particles coagulation // J. Aerosol Sci. 1997. Vol. 28. P. 1215–1231.
16. *Aloyan A. E., Egorov V. D., Marchuk G. I., Piskunov V. N.* Aerosol formation mathematical

modelling with consideration for condensation kinetics // Russ. J. Num. Analysis Math. Modelling. 1992. Vol. 7. No. 7. Pp. 457–471.

17. *Aloyan A. E., Arutyunyan V. O., Lushnikov A. A., Zagaynov V. A.* Transport of coagulating aerosol in the atmosphere // J. Aerosol Sci. 1997. Vol. 28. No. 1. P. 67–85.
18. *Алоян А. Е., Пискунов В. Н.* Моделирование региональной динамики газовых примесей и аэрозолей // Изв. РАН: Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41. № 3. С. 328–340.
19. *Businger J. A., Wyngard I. C., Izumi Y., Bradley E. F.* Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer // J. Atm. Sci. 1971. Vol. 28. No. 2. P. 181–189.
20. *Марчук Г. И.* Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1977. 456 с.
21. *Aloyan A. E.* Numerical modeling of the interaction of gas species and aerosols in the atmospheric dispersive systems // Russ. J. Num. Analysis Math. Modelling. 2000. Vol. 15. No. 3–4. P. 211–224.
22. *Пискунов В. Н.* Теоретические модели кинетики формирования аэрозолей. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2000. 209 с.
23. *Prupacher H. R., Klett J. D.* Microphysics of Clouds and Precipitation. D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, Holland, 1980. 714 p.
24. *Kogan Y. L.* The simulation of a convective cloud in a 3-D model with explicit microphysics. Part I: Model description and sensitivity experiments // J. Atmos. Sci. 1991. Vol. 48. P. 1160–1189.
25. *Palmer T. Y., Norchutt L. I.* Convective columns above large experimental fires // Fire Technology. 1975. Vol. 11. No. 2. P. 111–118.
26. *Тернер Дж.* Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977. 432 с.

Ключевые слова: динамика, конденсация, коагуляция, конвективное облако

Статья поступила 27 июня 2008 г.
Институт вычислительной математики РАН, г. Москва
© Алоян А. Е., Арутюнян В. О., 2008