«Оптика атмосферы», **3**, № 6 (1990)

ОПТИКА АТМОСФЕРЫ И КЛИМАТ

УДК 551.510; 551.576

К.Я. Кондратьев, М.В. Овчинников, В.И. Хворостьянов

МЕЗОМАСШТАБНАЯ МОДЕЛЬ ЭВОЛЮЦИИ ОБЛАЧНОСТИ СМЕШАННОГО ФАЗОВОГО СОСТАВА С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКИХ, РАДИАЦИОННЫХ И МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Сформулирована двумерная мезомасштабная численная модель эволюции облаков смешанного фазового состава, в которой расчет оптических и радиационных характеристик проводится совместно с детальным учетом микрофизических процессов, что позволяет исследовать их изменение и взаимодействие с метеорологическими параметрами в процессах зарождения, развития и диссипации облачности. Приведены уравнения, описывающие основные физические процессы в облачной атмосфере и алгоритм их численного решения на основе метода расщепления. Результаты применения данной модели для расчета эволюции оптических, радиационных и микрофизических характеристик облаков будут изложены в отдельной статье.

Введение

Оптические, метеорологические и радиационные характеристики атмосферы тесно связаны друг с другом, причем их взаимное влияние особенно сильно проявляется в дневное время суток. Появившийся в начале 80-х годов термин «оптическая погода», на наш взгляд, должен был подчеркнуть единство указанных характеристик. В [1] справедливо отмечается, что к понятию оптического явления в применении к оптической погоде необходимо отнести даже такое, казалось бы, сугубо метеорологическое явление, как осадки, не говоря уже об облачности.

В настоящее время знания о характеристиках оптической погоды и законах ее изменения весьма ограничены. Поэтому пока невозможен переход непосредственно к оптическому прогнозированию, несмотря на его большое практическое значение [1]. В связи с этим весьма актуальным представляется численное моделирование эволюции оптической погоды. Развитие этого направления возможно либо путем включения в уже разработанные оптико-радиационные модели параметризаций и блоков расчета, описывающих метеорологические процессы, либо добавлением в круг рассматриваемых характеристик в моделях облако- и осадкообразования основных оптических и радиационных величин. Примером второго подхода может служить материал данной статьи.

Описанная двумерная нестационарная мезомасштабиая численная модель наряду с детальным учетом микроструктуры облаков и осадков, динамики атмосферы позволяет рассчитывать потоки и притоки как длинноволновой, так и солнечной радиации, а также некоторые оптические характеристики, как например, метеорологическая дальность видимости. С помощью данной модели можно проследить эволюцию оптико-радиационных характеристик при зарождении, развитии и рассеянии облачности и взаимосвязь микрофизических, радиационных и динамических процессов в атмосфере.

Система уравнений для расчета гигротермодинамики и микрофизики облаков

Микроструктура и фазовое состояние облачности при естественной эволюции и в процессе воздействия на нее рассчитывается путем решения кинетических уравнений для функций распределения по размерам капель $f_1(x, z, r_1, t)$ и кристаллов $f_2(x, z, r_2, t)$ совместно с уравнениями для температуры T и влажности q:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t}+\frac{\partial (uf_1)}{\partial x}+\frac{\partial [(w-v_1(r_1))f_1]}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial r_1}(\dot{r}_1 f_1)=$$

$$=\frac{\partial}{\partial z}k_z\frac{\partial f_1}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial x}k_x\frac{\partial f_1}{\partial x}+\left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{\mathrm{col}}+J_1+J_{1a}; \qquad (1)$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial t}+\frac{\partial (uf_2)}{\partial x}+\frac{\partial [(w-v_2(r_2))f_2]}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial r_2}(\dot{r}_2 f_2)=$$

$$= \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial f_2}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial f_2}{\partial x} + \left(\frac{\partial f_2}{\partial t}\right)_{\mathrm{col}} + J_2; \tag{2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uT) + \frac{\partial}{\partial z}\left[w\left(T + \gamma_{\mathrm{a}} z\right)\right] =$$

$$= \frac{\partial}{\partial z} k_z \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_{\mathrm{a}}\right) + \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{L_F}{C_p} E_F + \frac{L_1}{C_p} E_{c1} + \frac{L_2}{C_p} E_{c2} + \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{\mathrm{rad}}; \tag{3}$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uq) + \frac{\partial}{\partial z}(wq) = \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial q}{\partial x} - E_{c1} - E_{c2}. \tag{4}$$

Индекс $i = 1$ означает капли, $i = 2$ — кристаллы; t — время; x, z — горизонтальная и вертикальная координаты; u, w — соответствующие компоненты скорости ветра; k_x, k_z — коэффициенты горизонтальной и вертикальной турбулентной диффузии; $v_i(r_i)$ — скорости падения частиц [2]; γ_{a} — адиабатический градиент; L_i — удельная теплота конденсации и сублимации; L_F, E_F — удельная теплота и скорость замерзания капель; $(\partial f_i/\partial t)_{\mathrm{col}}$ — скорость изменения спектров капель и кристаллов за счет коагуляции и аккреции [3, 4]; $(\partial T/\partial t)_{\mathrm{rad}}$ — скорость радиационного изменения температуры.

Скорости роста отдельных капли $\dot{r}_1$ кристалла r_2, а также локальные скорости конденсации E_{c1} и сублимации E_{c2} рассчитываются по формулам:

$$\dot{r}_i = \frac{D \Delta_i \rho_a k_{fi}}{\rho_i Q_i r_i \xi_i^2}, \quad E_{ci} = 4\pi\rho_i \int_0^{\infty} \dot{r}_i r_i^2 f_i \, dr_i, \quad Q_i = 1 + \frac{L_i}{C_p} \frac{\partial q_{si}}{\partial T}, \tag{5}$$

где Δ_i — пересыщение над водой и льдом ($i = 1$ и 2 соответственно); k_{ji}, ξ_i — фактор формы и соотношение характерных размеров несферической частицы (например, для вытянутого эллипсоида вращения с полуосями $a > b$, аппроксимирующего столбчатый кристалл, $\xi_2 = \dfrac{b}{a}$, $k_{j2} = 2\eta / \ln\dfrac{1+\eta}{1-\eta}$, $\eta = (1 - \xi_2^2)^{1/2}$ [3]); ρ_a, ρ_i — плотности воздуха, воды и льда; D — коэффициент диффузии пара; q_{si} — насыщающая влажность над водой и льдом.

Выражения J_i, и J_{1a} описывают процессы замерзания капель, зарождение кристаллов в естественных условиях и параметризуются в виде [2, 3]:

$$J_1 = -a_F r_1^3 \exp\left[b_F (T_F - T)\right] f_1(r_1); \tag{6}$$

$$J_2 = a_s \exp\left[b_s (T_s - T)\right] S(r_2 - r_{2a}) \left(-\frac{dT}{dt}\right) \theta\left(-\frac{dT}{dt}\right) \theta(\Delta_2) - J_1; \tag{7}$$

$$J_{1a} = N_0 e^{-z/l_0} \Delta_1^{\beta} \delta(r_1 - r_{1a}) \, \theta(\Delta_1) \left[\theta(T - T_c) + u\delta(u)\,\theta(u) + w\delta(w)\,\theta(w)\right], \tag{8}$$

где r_{ia} — радиусы активизирующихся ядер конденсации и сублимации; $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака; $N_0 e^{-z/l_0}$ — описывает вертикальное распределение ядер конденсации; Δ_1^{β} — их распределение по пересыщениям аналогично предложенному Туми [2, 3].

Система уравнений динамики

Система уравнений динамики включает в себя уравнения движения для горизонтальных компонент скорости ветра u, v вдоль осей x, y соответственно, уравнение неразрывности для определения вертикальной скорости ветра w и уравнение состояния:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial p}{\partial x} + f_{\mathrm{K}} v + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial u}{\partial z}; \tag{9}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial y} - f_{\text{К}} u + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial u}{\partial z}; \tag{10}$$

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_a u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_a w)}{\partial z} = 0; \tag{11}$$

$$p = \rho_a R T, \tag{12}$$

где p — давление; R — газовая постоянная, $f_{\text{К}}$ — параметр Кориолиса. Вводя функцию давления

$$\pi = \frac{C_p \theta}{A}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{AR/C_p} = \frac{C_p \bar{\theta}}{A\theta} T, \tag{13}$$

где θ — потенциальная температура; $\bar{\theta}$ — ее среднее значение; p_0 — стандартное давление на подстилающей поверхности; A — термический эквивалент работы, можно провести замену в правых частях (9) и (10):

$$\frac{1}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\theta}{\bar{\theta}}\frac{\partial \pi}{\partial x}, \quad \frac{1}{\rho_a}\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\theta}{\bar{\theta}}\frac{\partial \pi}{\partial y}. \tag{14}$$

Представим π в виде $\pi = \pi_0 + \pi'$, где π_0 — крупномасштабная составляющая давления, обуславливающая геострофический ветер:

$$U_g(z) = -\frac{1}{f_{\text{К}}}\frac{\partial \pi_0}{\partial y}, \quad V_g(z) = \frac{1}{f_{\text{К}}}\frac{\partial \pi_0}{\partial x}, \tag{15}$$

а π' описывает возмущения давления за счет термической и орографической неоднородностей. Если мы рассматриваем процессы с горизонтальным масштабом $L_x \sim 10^1 \div 10^2$ км, а вертикальным $L_z \sim 0{,}5 \div 1{,}5$ км, то при $L_z \ll L_x$ в приближении квазистатики можно записать (принимая, что $\theta = \bar{\theta} + \theta'$, $\theta' \ll \theta$,):

$$\frac{\theta}{\bar{\theta}}\frac{\partial(\pi_0 + \pi')}{\partial z} = -g; \quad \frac{\partial \pi_0}{\partial z} = -g; \quad \frac{\partial \pi'}{\partial z} = \lambda_s \theta'; \quad \lambda_s = \frac{g}{\bar{\theta}}. \tag{16}$$

Второе соотношение — уравнение гидростатики, третье связывает возмущения температуры и давления. Эта связь зависит от масштаба ($L_x \sim 10^2 \div 10^3$ км). Выразив π' через θ' с помощью уравнений для термического ветра [5], можно представить члены с градиентом давления в (9), (10) в виде эффективного геострофического ветра:

$$U_g^{\text{ef}}(z) = U_{g0} - \frac{\lambda_s}{f_{\text{К}}}\int_{z_0}^{z}\frac{\partial \theta'_\alpha}{\partial y}dz' + \frac{\lambda_s}{f_{\text{К}}}\int_{z}^{H_0}\frac{\partial \theta'_\gamma}{\partial y}dz'; \tag{17}$$

$$V_g^{\text{ef}}(z) = V_{g0} + \frac{\lambda_s}{f_{\text{К}}}\int_{z_0}^{z}\frac{\partial \theta'_\alpha}{\partial x}dz' - \frac{\lambda_s}{f_{\text{К}}}\int_{z}^{H_0}\frac{\partial \theta'_\gamma}{\partial x}dz'; \tag{18}$$

где $\theta'_\alpha = \theta - \langle\theta\rangle_\alpha$; $\theta'_\gamma = \theta - \langle\theta\rangle_\gamma$; U_{g0}; V_{g0} — компоненты геострофического ветра в отсутствие бароклинности. Эти выражения в дальнейшем использовались в уравнениях движения (9), (10), которые решались совместно с уравнением баланса турбулентной энергии соотношениями подобия и размерности для b, скорости ее диссипации E, коэффициента турбулентности k_z и пути смешения l:

$$\frac{\partial b}{\partial t} + u\frac{\partial b}{\partial x} + w\frac{\partial b}{\partial z} = k\left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 - \frac{g}{T}\frac{\partial \theta}{\partial z}\right] - E + \frac{\partial}{\partial z}k_z\frac{\partial b}{\partial z}; \tag{19}$$

$$k_z = C_0 l \sqrt{b};\; E = C_1 b^{3/2}/l;\; l = -\psi \bigg/ \frac{d\psi}{dz};\; \psi = b^{1/2}/l. \tag{20}$$

Такой подход позволяет в принципе рассчитывать как динамику мезомасштабных процессов в пограничном слое атмосферы, так и динамику на теплых фронтах в приближении квазистатики.

Метод расчета солнечной и длинноволновой радиации

Полная скорость радиационного изменения температуры $(dT/dt)_{\text{rad}}$ определяется как сумма скорости длинноволнового выхолаживания $(dT/dt)_l$ и скорости, обусловленной притоком солнечной радиации $(dT/dt)_s$. Для расчета этих и других характеристик коротко- и длинноволновой радиации (КВР и ДВР) применялся двухпотоковый метод с детальным учетом микроструктуры капельной и кристаллической фаз в облаках. Так, восходящий $F^{\uparrow}_{s\lambda}$ и нисходящий $F^{\downarrow}_{s\lambda}$ спектральные потоки КВР определяются из уравнений:

$$\pm \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{dF^{\uparrow;\downarrow}_{s\lambda}}{d\tau_\lambda} = F^{\uparrow;\downarrow}_{s\lambda} - \frac{\omega_\lambda}{2}(F^{\uparrow}_{s\lambda} + F^{\downarrow}_{s\lambda}) \mp \frac{\Omega_\lambda}{2}(F^{\uparrow}_{s\lambda} - F^{\downarrow}_{s\lambda}); \tag{21}$$

$$\omega_\lambda = \sum_i \sigma^s_{\lambda Li}\, q_{Li}/D;\; \Omega_\lambda = \sum_i \sigma^s_{\lambda Li}\, q_{Li} < \cos\theta >_i /D;$$

$$D = \sum_i (\tilde{\sigma}^s_{\lambda Li} + \alpha^s_{\lambda Li})\, q_{Li} + \alpha_{\lambda v}\, q; \tag{22}$$

$$\tilde{\sigma}^s_{\lambda i} = \frac{3}{2\rho_i \bar{r}_i} \frac{p_i + 1}{p_i + 3} \left[1 + \frac{p_i + 1}{p_i + 2} \frac{\lambda^2}{8\pi^2 \bar{r}^2} \frac{(m_{\lambda i} - 1)^2 - \varkappa^2_{\lambda i}}{[(m_{\lambda i} - 1)^2 + \varkappa_{\lambda i}]^2} \right]; \tag{23}$$

$$\alpha^s_{\lambda i} = \frac{3}{4\rho_i \bar{r}_i} \frac{p_i + 1}{p_i + 3} \left[1 - \left(1 + \frac{8\pi \varkappa_{\lambda i} \bar{r}_i}{\lambda (p_i + 1)} \right)^{-(p_i + 3)} \right];$$

$$\sigma^s_{\lambda i} = \tilde{\sigma}^s_{\lambda i} - \alpha^s_{\lambda i}. \tag{24}$$

Здесь в уравнении (5) верхние знаки соответствуют $F^{\uparrow}_{s\lambda}$, нижние $F^{\downarrow}_{s\lambda}$; ω_λ — альбедо однократного рассеяния; τ_λ — оптическая толщина; $\tilde{\sigma}^s_{\lambda i}$, $\sigma^s_{\lambda i}$, $\alpha^s_{\lambda i}$, $\alpha_{\lambda v}$ — массовые коэффициенты ослабления, рассеяния и поглощения капель ($i = 1$), кристаллов ($i = 2$) и коэффициент поглощения водяного пара; $m_{\lambda i}$, $\kappa_{\lambda i}$ — реальная и мнимая части показателей преломления воды и льда; $\langle \cos\theta \rangle_i$ — фактор асимметрии индикатрисы рассеяния; $\bar{r}_i$, p_i — средние эффективные радиусы и показатели гамма-распределений, которыми аппроксимируются спектры размеров капель и кристаллов. Подробно указанный метод и алгоритм расчета изложены в работах [6—9].

Для расчета скорости радиационного выхолаживания в облачном слое R_l и эффективного излучения поверхности R_0, использовалась идея схематизации спектра К.Я. Кондратьева [10] и решались уравнения переноса ДВР в двухпотоковом приближении. В [11] было показано, что 90—95% вклада в в нижних 1—2 км и в R_0 дает центральная часть окна прозрачности (8—13 мкм). В связи с этим весь спектр длинноволновой радиации для моделирования низких облаков и туманов можно схематично разбить только на два участка: 1) область окна прозрачности; 2) область вне окна, где потоки равны потокам излучения черного тела. При этом восходящий $F^{\uparrow}_l$ и нисходящий $F^{\downarrow}_l$ потоки и приток $R_l = C_p \rho_a (\partial T/\partial t)_l$ ДВР могут быть рассчитаны в двухпотоковом приближении.

$$\frac{dF^{\uparrow}_w}{dz} = \beta_l \rho_a \left(\alpha_v q + \sum_{i=1}^{N} \alpha_{Li} q_{Li} \right) (p_w B - F^{\uparrow}_w); \tag{25}$$

$$\frac{dF^{\downarrow}_w}{dz} = \beta_l \rho_a \left(\alpha_v q + \sum_{i=1}^{N} \alpha_{Li} q_{Li} \right) (F^{\downarrow}_w - p_w B); \tag{26}$$

$$F_l^{\uparrow,\downarrow} = F_w^{\uparrow,\downarrow} + (1 - p_w) B;\; R_l = \beta_l \rho_a (F_l^{\uparrow} + F_l^{\downarrow} - 2B); \tag{27}$$

$$\alpha_{Li} = \alpha_0 \left[1 - \frac{p_i + 4}{p_i + 1} \bar{r}_i c_1 + \frac{(p_i + 4)(p_i + 5)}{(p_i + 1)^2} \bar{r}_i^2 c_2 \right], \tag{28}$$

где $F_w^{\uparrow,\downarrow}$ — потоки в окне 8—13 мкм; $F_l^{\uparrow,\downarrow}$ — интегральные потоки радиации; α_v, α_{Li} — массовые коэффициенты поглощения пара, капель, кристаллов и аэрозольных частиц; число субстанций (кроме пара) N равно 2; индекс $i = 1$ соответствует каплям; $i = 2$ — кристаллам; $\alpha_0 = 550$ см^2/г; $c_1 = 2{,}26 \cdot 10^{-2}$ мкм$^{-1}$; $c_2 = 8{,}44 \cdot 10^{-4}$ мкм$^{-2}$. Эти коэффициенты определялись путем сравнения с данными спектральных расчетов [11].

Начальные и граничные условия и алгоритмы решения

Начальные ноля T и q задаются в виде

$$T(x, z) = T_0(x) - \gamma z;\; q(x, z) = q_s(T) \left[1 - (1 - q_{r0}(x)) \exp\left(\frac{z}{A_D}\right) \right]. \tag{29}$$

При этом температура линейно убывает с высотой от значения $T_0(x)$ на поверхности, а относительная влажность равна на поверхности $q_{r0}(x)$ и недосыщение возрастает в e раз на высоте A_D.

Граничное условие для T на поверхности — уравнение теплового баланса, а для q — условие непрерывности потока пара:

$$-\rho_a C_p k_0 \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_a \right) - L\rho_a k_0 \frac{\partial q}{\partial z} - c_s \rho_s k_s \frac{\partial \tau}{\partial z} - (F_l^{\uparrow} - F_l^{\downarrow}) - (F_s^{\downarrow} - F_s^{\uparrow}) = 0; \tag{30}$$

$$-k_0 \frac{\partial q}{\partial z} = \alpha_{\text{ef}} \frac{\overline{V}_\text{п}}{4} (q_s - q_0), \tag{31}$$

где α_{ef} — эффективный коэффициент конденсации, описывающий увлажнение почвы; $\overline{V}_\text{п}$ — скорость молекул пара; $F_l^{\uparrow,\downarrow}$, $F_s^{\uparrow,\downarrow}$ — восходящие и нисходящие потоки длинноволновой и солнечной радиации; c_s, ρ_s, k_s, τ — теплоемкость, плотность, температуропроводность и температура почвы. Для определения τ решалось уравнение теплопроводности в почве $\frac{\partial \tau}{\partial t} = k_s \frac{\partial^2 \tau}{\partial z^2}$ — с граничным условием $\tau(z)_\infty = \text{const}$. Остальные граничные условия на подстилающей поверхности (на vровне шероховатости z_0): $\frac{\partial f_1}{\partial z} = \frac{\partial f_2}{\partial z} = u = v = \frac{\partial b}{\partial z} = 0$. На верхней границе $b = \frac{\partial q}{\partial z} = 0$; $\frac{\partial T}{\partial z} = -\gamma$; $u = G$; $v = 0$.

Граничные условия по горизонтали для уравнений (1)—(4) — $\frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0$ на обеих границах, где φ — любая из величин f_1, f_2, T, q.

Для решения системы уравнений (1)—(8) применялся метод покомпонентного расщепления аналогично [12]. На первых двух этапах рассчитывался горизонтальный и вертикальный переносы:

$$\frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial t} + u \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial x};\; \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial t} + w \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial z}, \tag{32}$$

где $\varphi^{(1,\,2)}$ — любая из величин f_1, f_2, θ, q на соответствующем этапе вычислений. При расчете вертикального переноса для f_1 и f_2 вместо w следует брать величины $w - v_1(r_1)$ и $w - v_2(r_2)$ соответственно.

На третьем этапе при расчете конденсации, сублимации и перегонки пара с капель на кристаллы производился переход к уравнениям для пересыщения Δ_i, являющегося малой разностью больших величин q и q_{si}. Решалась следующая система уравнений:

$$\frac{\partial \Delta_1}{\partial t} = -\left(\tau_{f_1}^{-1} + \frac{k_{f_2}}{\xi_2^2} \frac{Q_{21}}{Q_2} \tau_{f_2}^{-1} \right) \Delta_1 - \frac{k_{f_2}}{\xi_2^2} \frac{Q_{21}}{Q_2} \tau_{f_2}^{-1} (q_{s1} - q_{s2}) + \left(\gamma_a w - \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{rad}} \right) \cdot \frac{\partial q_{s1}}{\partial T}; \tag{33}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left(\frac{L_1}{C_p Q_1} \tau_{f_1}^{-1} + \frac{L_2}{C_p Q_2} \frac{k_{f_2}}{\xi_2^2} \tau_{f_2}^{-1} \right) \Delta_1 + \frac{L_2}{C_p Q_2} -$$

$$- \frac{k_{f_2}}{\xi_2^2} \tau_{f_2}^{-1} (q_{s1} - q_{s2}) - \gamma_a w + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{\text{rad}}; \tag{34}$$

$$\frac{\partial y_1}{\partial t} = \frac{2D\rho_a}{\rho_1 Q_1} \Delta_1; \quad \frac{\partial y_2}{\partial t} = \frac{2D\rho_a k_{f_2}}{\rho_2 Q_2 \xi_2^2} (\Delta_1 + q_{s1} - q_{s2}); \tag{35}$$

$$\tau_{fi}^{-1} = 4\pi D\rho_a k_{fi} \int\limits_0^\infty f_i(r_i) \sqrt{r_i^3 + y_i}\, dr_i, \tag{36}$$

где τ_{f1}, τ_{f2} — времена фазовой релаксации для капель и кристаллов; Δ_1 и Δ_2 — пересыщения над водой и льдом; y_1 и y_2 — соответствующие интегральные пересыщения.

В уравнении (33) первый член описывает релаксацию пересыщения за счет оттока пара на капли и кристаллы, второй — за счет перегонки пара с капель на кристаллы (скорость этих процессов убывает с ростом времен фазовой релаксации), третий член описывает генерацию пересыщения за счет вертикальных движений и радиационного изменения температуры. В уравнении (34) соответствующие члены описывают изменение температуры за счет этих процессов.

Уравнения (32) решались методом прогонки [12], а уравнения (33)—(36) — методом Рунге-Кутта.

При решении системы уравнений динамики использовалась матричная прогонка для компонент скорости ветра и простая прогонка с применением итерационной процедуры для турбулентной энергии.

В плоскости $x-z$ вводилась разностная сетка, включающая в себя 31 уровень по вертикали с шагом $\Delta z = 40$ м и 61 но горизонтали с шагом $\Delta x = 1$ км. Шаги по радиусу капель $\Delta r_1 = 2$ мкм в интервале 0—20 мкм, шаги по радиусу кристаллов $\Delta r_2 = 20$ мкм в интервале 0—200 мкм. Временной шаг при решении (32) $\Delta t = 150$ с, а при решении (33)—(36) шаг выбирался из соображений устойчивости ($\Delta t' \le \min\limits_{i=1,2} \tau_{fi}$) и колебался от единиц до десятков секунд.

Выбранная разностная сетка позволяет получать достаточно подробную картину исследуемых мезомасштабных процессов. Диапазон размеров капель и кристаллов, рассчитываемых в модели, выбирался с учетом данных натурных измерений и охватывал основную часть спектра облачных частиц.

По вычисленным функциям распределения капель f_1 и кристаллов f_2 определялись следующие характеристики облаков и осадков: водность q_{L1}, ледность q_{L2}, средние радиусы и концентрации капель $\bar{r}_1$, N_1 и кристаллов r_2, N_2, их радиолокационная отражаемость Z, горизонтальная дальность видимости L, интенсивность I и сумма S осадков:

$$q_{Li} = 4/3\pi\rho_i \int\limits_0^\infty r_i^3 f_i\, dr_i; \quad N_i = \int\limits_0^\infty f_i\, dr_i \tag{37}$$

$$\bar{r}_i = \int\limits_0^\infty r_i f_i\, dr_i / N_i; \quad Z = \sum_{i=1}^{2} 64 \int\limits_0^\infty r_i^6 f_i\, dr_i; \tag{38}$$

$$L = (3{,}91/2\pi) \left[\int\limits_0^\infty r_1^2 f_1 dr_1 + 2 \left(\int\limits_0^\infty r_2^2 f_2 dr_2 \right) \Big/ \left(\frac{2{,}5}{\bar{r}_2} \left(\frac{6q_{L2}}{\pi\rho_2 N_2} \right)^{1/3} - 3 \right]^{-1}; \tag{39}$$

$$I(x, t) = \frac{4\pi}{3} \sum_{i=1}^{2} \rho_i \int\limits_0^\infty r_i^3 v_i(r_i) f_i\, dr_i; \tag{40}$$

$$S(x, t) = \int\limits_{t_0}^{t} I(x, t')\, dt', \tag{41}$$

где t_0 — время начала выпадения осадков.

На основе описанной модели авторами была проделана серия численных экспериментов с целью более детального изучения взаимовлияния оптико-радиационных и микрофизических процессов в облаках при их кристаллизации. Полученные результаты опубликованы в отдельной статье (см. стр. 647—661 настоящего журнала).

1. Белан Б.Д., Задде Г.О. Прогноз и контроль оптико-метеорологического состояния атмосферы. Томск: ТФ СО АН СССР, 1982. С. 4—20.
2. Мазин И.П., Шметер С.М. Облака. Строение и физика образования. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 280 с.
3. Марчук Г.И., Кондратьев К.Я., .Козодеров В.В., Хворостьянов В.И. Облака и климат. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 512 с.
4. Волощук В.М., Седунов Ю.С. Процессы коагуляции в дисперсных системах. Л.: Гидрометеоиздат, 1975. 320 с.
5. Матвеев Л.Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 751 с.
6. Кондратьев К.Я., Овчинников М.В., Хворостьянов В.И. //Оптика атмосферы. 1988. № 6. С. 57—66.
7. Кондратьев К.Я., Овчинников М.В., Хворостьянов В.И. //Оптика атмосферы. 1988. № 7. С. 98—105.
8. Кондратьев К.Я., Овчинников М.В., Хворостьянов В.И. //Докл. АН СССР. 1988. Т. 302. № 3. С. 583—587.
9. Kondratjev K.Ya., Khvorostyanov V.I., Ovchinnikov M.V. //Proc. X Intern. Symp. Atmos. Rad. Lille. France, 1988. P. 71—72.
10. Кондратьев К.Я. Актинометрия. Л.: Гидрометеоиздат, 1965. 691 с.
11. Хворостьянов В.И. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1981. № 10. С. 1022—1029.
12. Марчук Г.И. .Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1980. 535 с.

Институт озероведения, Ленинград
Центральная аэрологическая обсерватория, г. Долгопрудный

Поступила в редакцию
20 ноября 1989 г.

K.Ya. Kondratjev, M.V. Ovchinnikov, V.I. Khvorostjyanov. **Mesoscale Model of the Evolution of Mixed Clouds with Mixed Phase Composition Taking into Account Interactions Between the Optical, Radiation and Meteorological Processes.**

A numerical mesoscale two-dimensional model of the evolution of clouds with mixed phase composition is formulated. Calculations of optical and radiation characteristics in this model are carried out taking into account the microphysical processes that allows one to investigate the evolution of these clouds and their interaction with meteorological fields in the processes of cloud formation, development and dissipation. The paper also presents equations describing basic physical processes in the cloudy atmosphere and the algorithms for solving these equations using splitting technique. The results of using this model to calculate evolution of optical, radiation and microphysical characteristics of clouds will be discussed in a separate publication.