УДК 523.45/46—852

Микрофизические свойства двухкомпонентной слоистообразной облачности в атмосферах планет-гигантов.

I. Метод расчетов. Юпитер

К. Ю. Ибрагимов, А. М. Пирнач

Рассмотрена общая система уравнений, описывающая процесс формирования и эволюции облачности в атмосферах планет-гигантов с учетом микроструктуры. Для примера рассчитаны четыре модели двухконденсатных облачных слоев в атмосфере Юпитера. За основу принята адиабатическая модель с температурой на начальном уровне $T_0=300$ К и адиабатическим градиентом $\gamma_a=2.25$ К/км. Изучен слой толщиной $z=80$ км. Для динамических и микрофизических параметров задавались значения: коэффициент турбулентной диффузии $k=10^5$—10^7 см²/с; скорость вертикального подъема $w=20$—30 см/с; содержание водяных и аммиачных паров $x_1=10^{-4}$—10^{-3} и $x_2=10^{-3}$ соответственно; начальная концентрация ядер конденсации $N_{m1}=N_{m2}=5\times10^3$ см$^{-3}$. Установлена взаимосвязь между параметрами атмосферы и характеристиками облачности — аммиачностью, водностью, концентрацией частиц и их средним радиусом.

MICROPHYSICAL PROPERTIES OF TWO-COMPONENT LAYER-LIKE CLOUDINESS IN THE ATMOSPHERES OF THE GIANT PLANETS. I. A METHOD OF CALCULATIONS. JUPITER, by Ibragimov K. Yu., Pirnach A. M. — The system of equations describing the clouds formation and evolution accounting for their microstructure is presented. The adiabatic model of the atmosphere with initial temperature $T_0=300$ K and adiabatic gradient $\gamma_a=2.25$ K/km is used in calculations. The geometrical thickness of the atmospheric layer is 80 km. The values of dynamical and microphysical parameters are: diffusion coefficient $k=10^{-5}$—10^{-7} cm²/s; vertical velocity $w=20$—30 cm/s; water and ammonia vapour abundances $x_1=10^{-4}$—10^{-3} and $x_2=10^{-3}$; initial concentration of condensation nuclei is $N_{m1}=N_{m2}=5\cdot10^3$ cm^{-3}. The relation is established between atmospheric parameters and characteristics of cloudiness (ammoniance, waterance, particle concentration and their mean radius).

В работах [3—6] показана возможность моделирования слоистообразных облаков в атмосферах планет-гигантов при наличии нескольких способных конденсироваться компонентов, а также получены профили водно-аммиачных (Юпитер, Сатурн) и водно-аммиачно-метановых (Уран, Нептун) облаков для достаточно широкого диапазона изменения гидродинамических параметров атмосферы.

В предлагаемой статье представлены метод и предварительные результаты численного моделирования двухкомпонентной облачности с учетом микроструктуры для Юпитера.

Постановка задачи. Предположим, что параметры облачности незначительно изменяются в горизонтальном направлении (случай слоистообразных облаков), а облачные частицы не взаимодействуют друг с другом (без учета осадкообразования и взаиморастворения). На этой основе систему уравнений, описывающих процессы вертикального переноса и турбулентного перемешивания тепла, влаги и облачных частиц, по аналогии с [1, 2, 6], запишем в виде

$$\frac{\partial\varphi_j}{\partial t}+w_j\frac{\partial\varphi_j}{\partial z}-k\frac{\partial^2\varphi_j}{\partial z^2}=F_j-I_j,$$

$$\{\varphi_1,\varphi_2,\varphi_3,\varphi_4,\varphi_5\}=\{T,q_1,q_2,f_1,f_2\}, \qquad (1)$$

$$\{w_1,w_2,w_3,w_4,w_5\}=\{w,w,w,w-v_1,w-v_2\},$$

$$\begin{Bmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_3 \\ F_4 \\ F_5 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \alpha_1\varepsilon_1 + \alpha_2\varepsilon_2 - \gamma_a w \\ -\varepsilon_1 \\ -\varepsilon_2 \\ -\dfrac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_1 f_1) \\ -\dfrac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_2 f_2) \end{Bmatrix}, \quad \begin{Bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \\ I_5 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \tilde{I}_1 \\ \tilde{I}_2 \end{Bmatrix},$$

где w — скорость вертикального подъема; k — коэффициент турбулентности; T — температура; q_1 и q_2 — удельные содержания конденсирующихся компонентов (например, NH_3 и H_2O); f_1 и f_2 — соответствующие удельные функции распределения частиц по размерам; t — время; z — высота; γ_a — адиабатический градиент температуры.

$$\alpha_i = L_i/c_p, \quad L_i = L_{0i} + (c_{\text{рп}i} - c_{\text{ж}i})T,$$

$$\varepsilon_i = 4\pi\rho_i \int_0^\infty r^2 \dot{r}_i f_i(r, z, t)\, dr, \tag{2}$$

$$\dot{r}_i = (D_i\rho_0\Delta_i)/(\rho_i\Gamma_i r), \quad \Delta_i = q_i - q_{mi} \quad (i = 1, 2).$$

Здесь ε_i — скорость конденсации i-го компонента; L_i и c_p — скрытая теплота фазового перехода и удельная теплоемкость при постоянном давлении; $c_{\text{рп}i}$ и $c_{\text{ж}i}$ — удельные теплоемкости пара и жидкости, ρ_i — плотность; Δ_i — пересыщение; q_{mi} — насыщающая влажность; D_i — коэффициент молекулярной диффузии компонентов.

Множитель $\Gamma_i = 1 + \alpha_i\beta_i$ характеризует различие температур соответствующей капли и окружающей среды, $\beta_i = \partial q_{mi}/\partial T$, $\tilde{I}_1$ и $\tilde{I}_2$ — скорости зарождения капель на ядрах конденсации.

Начальные условия записываются в виде

$$T(z, 0) = T_0 - \gamma z, \quad q(z, 0) = q_{mi}(T(z, 0), P_0)\, q_{r0i},$$
$$P(z, 0) = P_0(1 - T/T_0)^{g\mu/R\gamma_a}, \quad f(z, r, 0) = 0, \tag{3}$$

где P_0 — давление на начальном уровне; g — ускорение свободного падения; μ — относительная молекулярная масса атмосферных газов; R — универсальная газовая постоянная.

$$q_{mi} = A_i E_i(T)/[P(z) + B_i E_i(T)], \quad q_{r0i} = e_i/E_i(T), \tag{4}$$

где $E_i(T)$ — упругость насыщения; e_i — парциальное давление паров; A_i и B_i — некоторые постоянные.

Условия на нижней границе облака записывались в виде

$$T(0, t) = T_\infty + (T_0 - T_\infty)\exp(-t/\tau),$$
$$q_i(0, t) = q_{r0i} q_{mi}(T_0, P_0)\,[r_2 + (1 - r_2)\exp(-t/\tau)], \tag{5}$$
$$r_2 = [q_{r\infty i} q_{mi}(T_\infty, P_0)]/[q_{r0i} q_{mi}(T_0, P_0)],$$

где τ — время релаксации; T_∞ и $q_{r\infty i}$ — температура и относительная влажность на нижней границе при $t \to \infty$.

На верхней границе рассматриваемой области градиенты T, q_1 и q_2 задавались равными нулю

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial q_1}{\partial z} = \frac{\partial q_2}{\partial z} = \tag{6}$$

Для функций распределения принимались условия, соответствующие уровням зарождения капель, в виде

$$\tilde{I}_i = N_{mi}\delta(r - r_0)\,\delta(z - z_{Hi}), \tag{7}$$

где z_{Hi} — уровень конденсации; N_{mi} — число ядер конденсации на уровне z_{Hi}; r_0 — минимальный радиус частиц.

Кроме того, считалось, что внутри облака имеется следующий механизм формирования капель:

$$\tilde{I}_{1i} = [100\,(q_i - q_{mi})/q_{mi}]^{k_s} N_s\delta(r), \tag{8}$$

где k_s и N_s — варьируемые параметры.

Метод решения. Задача решается методом расщепления [7], в соответствии с которым система уравнений (1) заменялась двумя системами

$$\frac{\partial\varphi_j}{\partial t} + w_i\frac{\partial\varphi_j}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}k\frac{\partial\varphi_j}{\partial z} + \tilde{I}_j, \tag{9}$$

$$\frac{\partial\varphi_j}{\partial t} = F_j. \tag{10}$$

Для системы (9) применялся метод прогонки с использованием неявной конечно-разностной схемы [9]. Преобразуем систему (10). Введем замену

$$y_i = a_i\Delta_i = a_i(q_i - q_{mi}), \quad a_i = 2D_i\rho_0/\rho_i\Gamma_i, \quad \Gamma_i = 1 + \alpha_i\frac{\partial q_{mi}}{\partial T}, \quad \alpha_i = L_i/c_p. \tag{11}$$

Подставляя выражения (11) в систему (10), получаем

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{1}{a_1}\frac{\alpha_1}{\Gamma_1}\tau_1^{-1}y_1 + \frac{1}{a_2}\frac{\alpha_2}{\Gamma_2}\tau_2^{-1}y_2 - \gamma_a w\\
\frac{\partial y_1}{\partial t} &= -\tau_1^{-1}y_1 - \beta_1 a_1\left(\alpha_2\frac{\tau_2^{-1}}{\Gamma_2}\frac{y_2}{a_2} - \gamma_a w\right)\\
\frac{\partial y_2}{\partial t} &= -\tau_2^{-1}y_2 - \beta_2 a_2\left(\alpha_1\frac{\tau_1^{-1}}{\Gamma_1}\frac{y_1}{a_1} - \gamma_a w\right)\\
\frac{\partial f_1}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_1, f_1)\\
\frac{\partial f_2}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}_2, f_2)
\end{aligned}\right\}, \tag{12}$$

где $\tau_i^{-1} = 4\pi\rho_0 D_i\int\limits_0^\infty rf_i(r)\,dr, \quad \beta_i = \dfrac{\partial q_{mi}}{\partial T}, \quad \dot{r}_i = \dfrac{y_i}{2r}$.

Последнее равенство характеризует скорость конденсационного роста отдельной частицы. В работе [8] рассматривалось свыше десяти вычислительных схем для системы, подобной (12), в случае чисто водного облака. Мы здесь использовали следующую (согласно [8]) наиболее оптимальную схему:

$$\begin{aligned}
T^{j+1} &= T^j + \frac{\alpha_1\Delta t}{a_1\Gamma_1}\tau_1^{-1}y_1^j + \frac{\alpha_2\Delta t}{a_2\Gamma_2}\tau_2^{-1}y_2^j - \gamma_a w\Delta t,\\
y_1^{j+1} &= \left[y_1^j - \beta_1 a_1\left(\alpha_2\frac{\tau_2^{-1}}{\Gamma_2 a_2}y_2^j - \gamma_a w\right)\Delta t\right]/(1 + \tau_1^{-1}\Delta t),\\
y_2^{j+1} &= \left[y_2^j - \beta_2 a_2\left(\alpha_1\frac{\tau_1^{-1}}{\Gamma_1 a_1}y_1^{j+1} - \gamma_a w\right)\Delta t\right]/(1 + \tau_2^{-1}\Delta t).
\end{aligned} \tag{13}$$

Допустим, что τ_i^{-1}, q_{mi}, Γ_i, β_i $(i=1,\ 2)$ известны из предыдущего шага по времени. Определим условия, при которых система (13) будет устойчивой. Для этого используем спектральный признак устойчивости, представив решение системы (13) в виде $\varphi^{j+1}=\Lambda\varphi^j$.

Матрица перехода от схемы T^j, y_1^j, y_2^j к схеме T^{j+1}, y_1^{j+1}, y_2^{j+1} имеет следующий вид:

$$\begin{pmatrix} 1-\lambda & \dfrac{\alpha_1\tau_1^{-1}\Delta t}{a_1\Gamma_1} & \dfrac{\alpha_2\tau_2^{-1}\Delta t}{a_2\Gamma_2} \\ 0 & \dfrac{1}{1+\tau_1^{-1}\Delta t}-\lambda & -\dfrac{\beta_1 a_1\alpha_2\tau_2^{-1}\Delta t}{\Gamma_2 a_2(1+\tau_1^{-1}\Delta t)} \\ 0 & -\dfrac{\beta_2 a_2\alpha_1\tau_1^{-1}\Delta t}{\Gamma_1 a_1(1+\tau_2^{-1}\Delta t)}\ \lambda & \dfrac{1}{1+\tau_2^{-1}\Delta t}-\lambda \end{pmatrix}. \tag{14}$$

Собственные числа матрицы удовлетворяют уравнению $(1-\lambda)(\lambda^2-ab\lambda+b)=0$, где $b=\dfrac{1}{(1+\tau_1^{-1}\Delta t)(1+\tau_2^{-1}\Delta t)}$, $a=\dfrac{\beta_1\beta_2\alpha_1\alpha_2\tau_1^{-1}\tau_2^{-1}\Delta t^2}{\Gamma_1\Gamma_2}+2+(\tau_1^{-1}+\tau_2^{-1})\Delta t$. Отсюда имеем $\lambda=1$, $\lambda_{2,3}=ab/2\pm\sqrt{a^2b^2/4-b}$. Если $a^2b^2/4-b<0$, то, используя очевидное неравенство $0\leqslant b\leqslant 1$, получаем $|\lambda|^2=b<1$. Если $a^2b^2/4-b>0$, то после простых преобразований имеем $\lambda_{2,3}=(a/2\pm\sqrt{a^2/4-1/b})^{-1}$. Откуда на основании соотношений $a^2/4-1/b>0$, $a^2/4>1/b>1$ получаем $\lambda_2=(a/2+\sqrt{a^2/4-1/b})^{-1}<1$, $\lambda_3\leqslant 1\pm 0(\Delta t)$ Следовательно, схема (13) абсолютно устойчива, и выбор шага по времени определяется только соображениями точности.

Для расчета функций распределения f_i применялась схема

$$\frac{f_{ik}^{j+1}-f_{ik}^{j}}{\Delta t}+\dot r_{ik}\frac{f_{ik}^{j+1}-f_{ik-1}^{j+1}}{\Delta r_{ik}}+f_{ik}^{j+1}\frac{\dot r_{ik+1}-\dot r_{ik}}{\Delta r_{ik+1}}=0 \tag{15}$$

при $\dot r_{ik}\geqslant 0$,

$$\frac{f_{ik}^{j+1}-f_{ik}^{j}}{\Delta t}+\dot r_{ik}\frac{f_{ik+1}^{j+1}-f_{ik}^{j+1}}{\Delta r_{ik}}+f_{ik}^{j+1}\frac{\dot r_{ik}-\dot r_{ik-1}}{\Delta r_{ik}} \tag{16}$$

при $\dot r_{ik}<0$,

Как показано в [8], схема (15), (16) также абсолютно устойчива по времени и координатам и при постоянном шаге по радиусу имеет второй порядок точности по r.

$$\delta=0(\Delta t)+0[(\Delta r)^2]\pm\frac{1}{2}\left(\dot r_i\frac{\partial^2 f_i}{\partial r^2}-f_i\frac{\partial^2\dot r_i}{\partial r^2}\right)\Delta r. \tag{17}$$

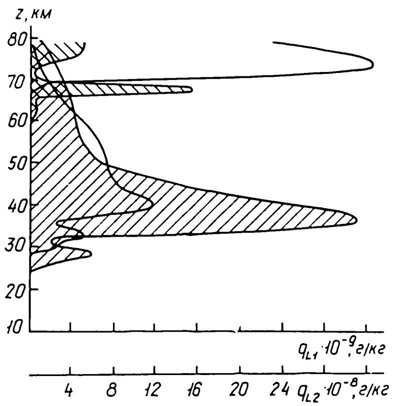
Результаты расчетов. Для иллюстрации описанного метода приведем результаты моделирования облачных образований в условиях атмосферы Юпитера. Исходной принята адиабатическая модель атмосферы. Параметры этой модели:

H_2/He	5:1	c_p, Дж/(г·К)	10.73
g, см/с	2450	L_1, Дж/г	2500.6
T_0, К	300	L_2, Дж/г	1373.5
P_0, Па	10^6	μ	2.33
γ_a, К/км	2.25		

Здесь H_2/He — отношение основных газовых составляющих атмосферы Юпитера. Расшифровка остальных параметров стандартная (дана в тексте статьи).

Динамические и микрофизические факторы варьировались. Так, для коэффициента турбулентности k задавались значения от 10^5 до

10^7 см^2/с, а для скорости вертикального движения w соответственно от 20 до 30 см/с. Содержания конденсирующихся компонентов (в нашем случае — водяной и аммиачный пар) изменялись от 10^{-4} до 10^{-3} для водяного пара и задавались постоянными (10^{-3}) для аммиачного. Что касается концентрации ядер конденсации N_{m1} и N_{m2}, а также параметров N_s и k_s, входящих в формулы (7) и (8), то на данном этапе для



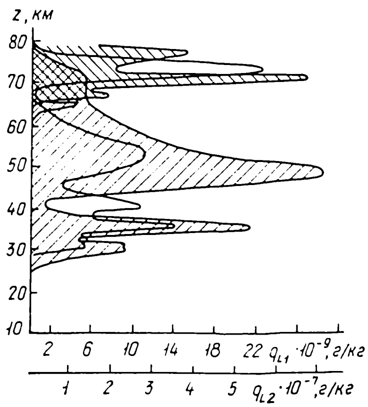
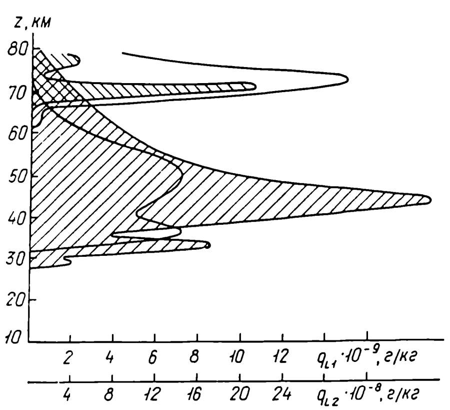


Рис. 1. Распределение водности q_{L1} и аммиачности q_{L2} на 30-м и 50-м (заштрихованная область) часах развития облачности. Параметры модели: $w=30$ см/с; $k=5\times\times10^6$ см^2/с; $x_1=10^{-4}$; $x_2=10^{-3}$. Верхние кривые — аммиачные облака, нижние — водные

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но при $w=30$ см/с, $k=10^5$ см^2/с, $x_1=10^{-4}$, $x_2=10^{-3}$



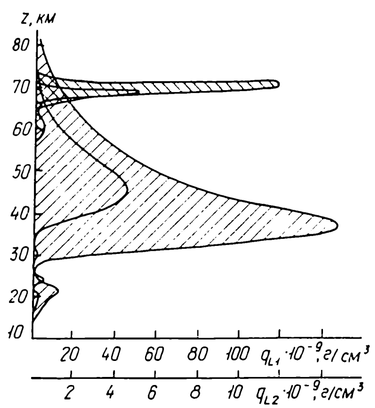


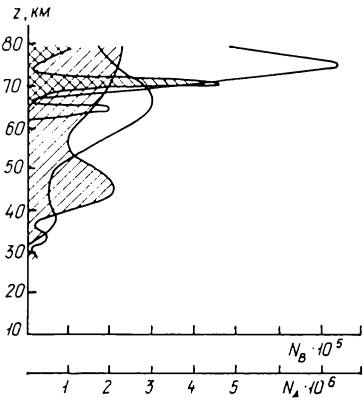
Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но при $w=20$ см/с; $k=5\cdot10^6$ см^2/с, $x_1=10^{-4}$, $x_2==10^{-3}$

Рис. 4. То же, что и на рис. 1, но при $w=20$ см/с, $k=10^7$ см^2/с, $x_1=10^{-3}$, $x_2=10^{-3}$

них выбирались фиксированные значения ($N_{m1}=N_{m2}=5\cdot10^3$ см$^{-3}$, $N_s==270$ см$^{-3}$, $k_s=2$). Последнее связано с тем, что цель данной статьи — описать метод и показать его возможности для контрольных расчетов. Полный же анализ, связанный с поиском зависимости рассчитываемых параметров облачности от вариаций всех основных факторов,— предмет дальнейших исследований.

Наши результаты приведены в виде вертикальных распределений основных облачных характеристик и их эволюции со временем.

Из рисунков 1, 2 видно, что водность q_{L1} в обоих случаях со временем увеличивается, тогда как аммиачность q_{L2} при малых значениях k увеличивается, а при больших — уменьшается. Характерно также то, что увеличение коэффициента турбулентной диффузии приводит к большей однородности водных и аммиачных облаков. Это можно, по-видимому, объяснить тем, что интенсивное перемешивание, вызванное увеличением турбулентности, приводит к более равномерному (однородному) распределению конденсирующихся компонентов с высотой. Что касается скорости вертикального подъема, то ее вариации при постоянном коэффициенте турбулентности не приводят к качественному изменению общей картины эволюции облаков. Так, из сравнения рисунков 1 и 3 (они отличаются только значением w) видно, что в принципе они подобны и различаются только по величине водности и аммиачности. Эти два параметра облаков увеличиваются с увеличением w. Сравнение



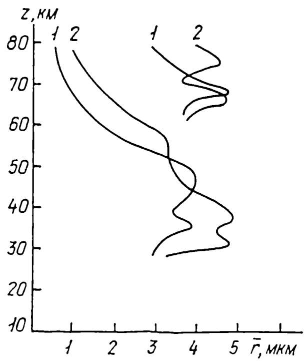


Рис. 5. Ход концентрации облачных частиц с высотой для модели, изображенной на рис. 1. Заштрихованная область относится к 50-му часу развития

Рис. 6. Изменение среднего размера частиц на 30-м (*1*) и 50-м (*2*) часах развития облачности. Параметры модели те же, что и на рис. 1

рисунков 1, 3 и 4 показывает, что турбулентное перемешивание достаточно сложно влияет на эволюцию облачности, особенно аммиачной. При этом, однако, вывод о большей однородности облаков в условиях повышенной турбулентности сохраняется. Так, если на рис. 2 при $k = 10^5$ см²/с четко прослеживается несколько водных и аммиачных слоев, то при увеличении k на два порядка (рис. 4) получаем фактически только два выраженных слоя облачности.

Таким образом, можно утверждать, что увеличение скорости вертикального переноса и турбулентного перемешивания приводит к количественному увеличению сконденсированной фазы компонентов и к более однородному распределению ее с высотой. Особо следует изучить характер совместного влияния w и k на формирование и эволюцию облачности.

В заключение рассмотрим изменение микрофизических параметров облачности на примере одной из моделей. На рис. 5 даны кривые хода концентрации облачных частиц, а на рис. 6 — их средний размер. Параметры модели и моменты времени те же, что и на рис. 3. Из рис. 5 видно, что концентрация частиц при переходе от 30-го часа эволюции к 50-му претерпевает существенные изменения. Так, если основной максимум для водных частиц на 30-м часе находился в верхних слоях облака на высотах порядка 65—70 км, то к 50-му часу он сместился в нижнюю часть облака на высоту примерно 45 км. Кроме того, увеличилось число частиц на самой верхней границе облака. В аммиачном облаке наблюдается примерно то же самое, т. е. максимум концентрации смещается к нижней границе облака, с одновременным появлением вторичного максимума в верхних частях облачности.

Что касается среднего радиуса частиц, то для водного облака размеры монотонно уменьшаются с высотой, при этом испытывают некоторые колебания вблизи нижней (основной) части облака. Для аммиачных капель в начальный момент эволюции облака характерно монотонное уменьшение среднего радиуса частиц, переходящее в дальнейшем (к 50-му часу) к весьма нерегулярным колебаниям по всей толще облака. Это прослеживается во всех рассчитанных моделях.

Наконец, сравнение рисунков 5 и 6 дает четкую корреляцию между концентрацией частиц и их средним радиусом. Уменьшение размеров капель приводит к увеличению концентрации. При этом взаимосвязь прослеживается на всех уровнях облачности (водной и аммиачной).

В заключение необходимо отметить следующий важный момент. В процессе возникновения и дальнейшей эволюции облачных слоев происходит взаимопроникновение облаков разной химической природы, что, по-видимому, должно привести к взаимодействию облачных частиц в зоне перекрытия с образованием в ней области с частицами, состоящими из растворов той или иной концентрации. При этом дальнейшее увеличение подобных частиц будет определяться не только содержанием компонентов, но и упругостью насыщения над каплей раствора, которая в свою очередь будет зависеть от концентрации растворенного вещества. С другой стороны, в зоне перекрытия облаков удельные содержания сконденсированных фаз различаются в большинстве случаев (исключение составляет модель, приведенная на рис. 4, с заведомо завышенным начальным содержанием водяных паров, $x_1 = 10^{-3}$) более чем на порядок по водности или по аммиачности. Кроме того, пространственная плотность капель обоих видов в этой области сравнительно невелика (10^5—10^6 см$^{-3}$ при среднем радиусе порядка единиц микрометров). Оба эти фактора, вероятно, будут способствовать возникновению частиц с очень малой концентрацией растворов (в принципе они могут быть бесконечно разбавленными). Если это так, то дополнительное усложнение исходной системы уравнений за счет учета взаиморастворимости вряд ли будет целесообразным. В противном же случае подобный неучет может исказить результаты моделирования, особенно в зоне перекрытия облачности.

В обоих случаях следует провести дополнительные исследования, связанные с эффектом взаиморастворимости, в частности для Юпитера, поскольку у других планет-гигантов облачные слои не перекрываются [3, 5].

1. *Буйков М. В., Ибрагимов К. Ю., Пирнач А. М., Сорокина Л. П.* Исследование двухфазных слоистообразных облаков в атмосфере Юпитера // Астрон. журн.— 1976.— 53, вып. 3.— С. 596—602.
2. *Буйков М. В., Ибрагимов К. Ю., Пирнач А. М., Сорокина Л. П.* О моделировании слоистообразных облачных образований на Юпитере // Письма в Астрон. журн.— 1976.—2, № 3.— С. 166—170.
3. *Ибрагимов К. Ю., Кириенко Г. А., Солодовник А. А.* О формировании многоярусной слоистообразной облачности в атмосфере Сатурна.— Алма-Ата, 1984.—33 с.— (Рукопись деп. в ВИНИТИ, № 5914-84 Деп.).
4. *Ибрагимов К. Ю., Кириенко Г. А., Солодовник А. А.* Моделирование многослойной облачности в атмосфере Юпитера // Астрон. вестн.— 1986.—20, № 3.— С. 228—234.
5. *Ибрагимов К. Ю., Кириенко Г. А., Солодовник А. А.* Моделирование облачности в атмосферах Урана и Нептуна // Астрон. циркуляр.— 1986.— № 1445.— С. 6—8.
6. *Ибрагимов К. Ю., Солодовник А. А.* Моделирование двухфазных слоистообразных облаков при наличии двух конденсатов в атмосфере Юпитера // Письма в Астрон. журн.— 1983.—9, № 11.— С. 686—690.
7. *Марчук Г. И.* Численные методы прогноза погоды.— Л.: Гидрометеоиздат, 1967.— 356 с.
8. *Пирнач А. М.* О некоторых особенностях численного решения уравнений, описывающих конденсационный (сублимационный) рост частиц в смешанном облаке // Физика облаков и активных воздействий.— М.: Гидрометеоиздат, 1980.— С. 15—25.— (Тр. Укр. регион. НИИ Гидромет СССР; Т. 178).
9. *Самарский А. А.* Введение в теорию разностных схем.— М.: Наука, 1971.—415 с.

Астрофиз. ин-т АН КазССР, Алма-Ата,
Укр. регион. НИИ Гидромет СССР, Киев

Поступила в редакцию 12.02.87,
после доработки 25.03.87