

УДК 523.4

А. П. Видьмаченко

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины
03680, Киев, ГСП, ул. Академика Заболотного 27

Изменения яркости Юпитера и свободные колебания в его атмосфере

Анализ показывает, что перемещение в атмосферах планет-гигантов газа и аэрозоля с вертикальной скоростью 10—50 см/с определяет мощность видимых облаков, и поэтому может влиять на их наблюдаемые отражательные характеристики. При наличии определенных факторов, приводящих к изменению величины и направления вертикального перемещения воздушных масс, они могут модулировать процессы формирования и/или разрушения облаков. В этой связи мы предполагаем, что процессы колебания облакообразования и их разрушения могут представлять собой хороший метод для регистрации возможных колебаний в атмосферах планет-гигантов. Наши вычисления показали, что для наблюдательных данных Экваториальной Зоны (EZ) Юпитера в $\lambda = 400$ нм подъем воздушных масс с вертикальной скоростью 30 см/с в течение двух часов может приводить к увеличению ее абсолютной отражательной способности на 0.0012 (при среднем значении 0.390). Спектральный анализ по методу максимальной энтропии позволил определить такие значения периодов и амплитуд колебаний яркости EZ Юпитера: $T_1 = 3.90 \pm 0.01$ мин, $A_1 = (0.6 \pm 0.1) \cdot 0.001^m$; $T_2 = 20.11 \pm 0.23$ мин, $A_2 = (2.3 \pm 0.1) \cdot 0.001^m$; $T_3 = 47.50 \pm 0.21$ мин, $A_3 = (0.9 \pm 0.1) \cdot 0.001^m$; $T_4 = 101.7 \pm 0.6$ мин, $A_4 = (1.5 \pm 0.3) \cdot 0.001^m$; $T_5 = 107.1 \pm 0.6$ мин, $A_5 = (5.4 \pm 0.5) \cdot 0.001^m$; $T_6 = 141.9 \pm 1.5$ мин, $A_6 = (1.0 \pm 0.3) \cdot 0.001^m$. Все эти периоды попадают в 90-процентный доверительный интервал. Периоды T_1 , T_2 , T_3 и T_5 вызваны колебаниями прозрачности земной атмосферы. Периоды T_4 и T_6 совпадают с теоретически вычисленными значениями собственных колебаний атмосферы Юпитера.

ЗМІНИ ЯСКРАВОСТІ ЮПІТЕРА І ВЛАСНІ КОЛИВАННЯ В ЙОГО АТМОСФЕРІ, ВІДЬМАЧЕНКО А. П. — Виконаний нами аналіз показує, що переміщення в атмосфері планет-гігантів газу і аерозолі з вертикальною швидкістю 10—50 см/с визначає потужність видимих хмар, і тому може впливати на їхні яскравісні характеристики. За наявності певних факторів, що призводять до зміни величини і напрямку вертикального переміщення повітряних мас, вони можуть модулювати процеси

формування і/або руйнування хмар. У зв'язку з цим ми робимо припущення, що почергова зміна процесів хмароутворення та їхнє руйнування може бути гарним способом для реєстрації можливих коливань в атмосферах планет-гігантів. Наші розрахунки показали, що для спостережних даних Екваторіальної Зони Юпітера (EZ) в 400 нм підйом повітряних мас з вертикальною швидкістю 30 см/с протягом двох годин може приводити до збільшення і абсолютної відбивної здатності на 0.0012 (при середньому значенні 0.390). Спектральний аналіз по методу максимальної ентропії коливань яскравості EZ Юпітера дозволив визначити такі значення періодів і амплітуд: для $T_1 = 3.90 \pm 0.01$ хв, $A_1 = (0.6 \pm \pm 0.1) \cdot 0.001^m$; $T_2 = 20.11 \pm 0.23$ хв, $A_2 = (2.3 \pm 0.1) \cdot 0.001^m$; $T_3 = 47.50 \pm \pm 0.21$ хв, $A_3 = (0.9 \pm 0.1) \cdot 0.001^m$; $T_4 = 101.7 \pm 0.6$ хв, $A_4 = (1.5 \pm 0.3) \cdot 0.001^m$; $T_5 = 107.1 \pm 0.6$ хв, $A_5 = (5.4 \pm 0.5) \cdot 0.001^m$; $T_6 = 141.9 \pm 1.5$ хв, $A_6 = (1.0 \pm 0.3) \cdot 0.001^m$. Всі ці періоди попадають в 90-відсотковий довірчий інтервал. Періоди T_1 , T_2 , T_3 і T_5 відповідальні за періодичні зміни, викликані змінами прозорості земної атмосфери. Періоди T_4 і T_6 збігаються з теоретичними значеннями власних коливань атмосфери Юпітера.

BRIGHTNESS VARIATIONS AND FREE OSCILLATIONS IN JUPITER'S ATMOSPHERE, by Vid'machenko A. P. — Our analysis shows that the motion of gas and aerosol with the vertical velocity $w = 10\text{--}50$ cm/s determines the amount of visible clouds giant planets and therefore can be used to find the reflectance characteristics of the observable cloud layer. In the presence of certain factors causing a change in the vertical motion velocity and in the direction of such a motion the cloud formation and/or destruction modulated. In this connection we assume that fluctuation in the cloud formation and disintegration can serve as a preferable method for the detection of possible oscillations in the atmospheres of giant planets. Our calculations for Jupiter's Equatorial Zone (EZ) at 400 nm showed that the air mass lifting with the vertical velocity $w = 30$ cm/s for a time of about two hours can result in the maximum absolute reflectivity increase equal to 0.0012 (at an average value of 0.390). The brightness variations of Jupiter's EZ are studied by the maximum entropy spectral analysis (MESA). The MESA spectrum of Jupiter's EZ brightness oscillations gives the following periods and amplitudes: for $T_1 = 3.90 \pm 0.01$ min, $A_1 = (0.6 \pm 0.1) \cdot 0.001^m$; $T_2 = 20.11 \pm 0.23$ min, $A_2 = (2.3 \pm 0.1) \cdot 0.001^m$; $T_3 = 47.50 \pm 0.21$ min, $A_3 = (0.9 \pm 0.1) \cdot 0.001^m$; $T_4 = 101.7 \pm 0.6$ min, $A_4 = (1.5 \pm 0.3) \cdot 0.001^m$; $T_5 = 107.1 \pm 0.6$ min, $A_5 = (5.4 \pm 0.5) \cdot 0.001^m$; $T_6 = 141.9 \pm 1.5$ min, $A_6 = (1.0 \pm 0.3) \cdot 0.001^m$. All these periods fall within a 90-percent confidence interval. The periods T_1 , T_2 , T_3 , and T_5 are responsible for the brightness periodicity caused by the Earth's atmospheric transparency. The periods T_4 and T_6 coincide with theoretical prediction of free oscillation modes for Jupiter's atmosphere.

ВВЕДЕНИЕ

Измерения частот свободных колебаний потенциально могут быть очень полезными при изучении внутреннего строения планет-гигантов. В 1976 г. С. В. Воронцов, В. Н. Жарков и В. М. Любимов [40] впервые теоретически предположили, что атмосферы Юпитера и других планет-гигантов могут осциллировать подобно солнечной фотосфере. В работах [32—34] выполнены повторные вычисления периодов собственных колебаний с использованием двух различных подходов в технике вычислений и новейших моделей внутренней структуры планет-гигантов [29].

Обнаружение и изучение собственных колебаний в планетных атмосферах явилось бы мощным инструментом для исследования внутреннего строения этих планет. Теоретические и численные исследования показали [35], что регистрация колебательных мод давления низких степеней позволяет определить значение радиуса планетного ядра. А наблюдения мод высоких степеней даст возможность исследовать атмосферу от ее наружных слоев вплоть до границы перехода молекулярного водорода из жидкого состояния в металлическое, поскольку эти моды более подвержены влиянию общего кинематического, динамического и агрегатного состояний внешних слоев планетных атмосфер. Итак, периоды собственных колебательных мод планет-гигантов чувствительны к внутреннему строению планет [36—38].

Для того чтобы волну можно было использовать в качестве «зонда» внутренней структуры атмосферы, она должна просуществовать хотя бы несколько периодов колебаний. Это значит, что волна преодолела затухание, имеет достаточно большую амплитуду и может быть зарегистрирована одним из следующих методов: 1) по доплеровскому смещению спектральных линий [20]; 2) по колебаниям температуры атмосферы при гетеродинных наблюдениях ИК-полос углеводородных соединений [26, 34]; 3) по исследованию колебаний яркости верхней кромки облачного слоя, наблюдаемого в диапазоне спектра $\lambda\lambda = 390\text{—}420$ нм. Каждая колебательная мода приводит к определенным возмущениям равновесных значений плотности, давления и других атмосферных параметров.

АТМОСФЕРНЫЕ ВОЛНЫ И СЕЙСМОЛОГИЯ АТМОСФЕР ПЛАНЕТ-ГИГАНТОВ

В волновое уравнение (1) движения атмосферных масс входят выражения $[u_0(z) - C]^{-1}$ и $[u_0(z) - C]^{-2}$ (u_0 , C — скорости ветра и групповые скорости волн соответственно), а следовательно, они содержат возможные математические особенности профиля ветра на уровнях в атмосфере, где $u_0(z) = C$. Такие уровни известны под названием критических [10], поскольку, как следует из математических особенностей при решении уравнений, поведение волн в их окрестности может быть довольно специфичным. В частности, прямыми измерениями на спускаемых в атмосферу Земли аппаратах было установлено, что перенос вверх волновой энергии и количества движения через эти уровни очень мал. Иными словами, критические уровни могут играть роль стоков или источников волновой энергии и количества движения, и как таковые представляют собой области сильного взаимодействия между волнами и фоновыми течениями. Поскольку скорости фоновых течений в атмосфере Юпитера почти на порядок меньше звуковой скорости, то мы вправе применять приближение невращающейся атмосферы.

Следуя работе [10], запишем соответствующее волновое уравнение для невращающейся атмосферы с возмущенным значением вертикальной составляющей скорости W перемещения воздушных масс в такой форме:

$$\frac{d^2W}{dz^2} + \left[\frac{N^2}{(u_0 - C)^2} - K^2 - \frac{u_0''}{u_0 - C} - \frac{2\Gamma u_0'}{u_0 - C} - \Gamma^2 \right] W = 0, \quad (1)$$

где штрихом обозначена производная по высоте, $N = [(g/c_p)(ds/dz)]^{1/2}$ — частота Вэйсяля—Брента, $ds = dq/T$ — энтропия, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; $K = ki + lj + nk$ — волновой вектор; $\Gamma = (2\rho_0)^{-1}(d\rho_0/dz) + (g/c_s)^2$ — коэффициент Экарта, характеризующий влияние градиента плотности и сжимаемости среды. Отсюда видно, что математические особенности в уравнении (1) могут проявляться несколько-

ми различными путями. Исторически первый рассмотренный путь — это случай, когда $N(z_c) = 0$, $\Gamma = 0$ [10]. При этом (1) сводится к уравнению

$$\frac{d^2W}{dz^2} + \left[K^2 + \frac{u_0'(z)}{C - u_0(z)} \right] W = 0, \quad (2)$$

которое иногда называют уравнением устойчивости Релея. В свое время его всесторонне проанализировал Кельвин, показавший, что оно образует поле линий тока в виде «кошачьего глаза» поблизости от z_c в том случае, если вторая производная u_0'' обращается в нуль. Но волновые критические уровни не обязательно должны располагаться в области нейтральной статической устойчивости (случай $N = 0$). Если же $N \neq 0$, тогда двучлен $u_0 - C$ в (1) стоит в знаменателе в квадрате, и вблизи значения z_c это выражение должно играть преобладающую роль:

$$\frac{d^2W}{dz^2} + \frac{N^2}{(u_0 - C)^2} W = 0. \quad (3)$$

В этом случае устойчивого волнового решения нет, и поэтому большой интерес представляет рассмотрение динамики волн со временем. В частности, из (3) следует, что вертикальная составляющая длины волны стремится к нулю при ее приближении к критическому слою ($z \rightarrow z_c$). В случае распространения энергии вверх промежутки времени, необходимый для переноса энергии с уровня z_1 до уровня z_2 , составляет

$$t_2 - t_1 = \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{C_{gz}} dz = \frac{N}{K(u_0)^2} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{(z - z_c)^2}. \quad (4)$$

При $z_2 = z_c$ этот промежуток обращается в бесконечность.

Таким образом, волновая энергия стремится к критическому уровню, но никогда не достигает его. Отсюда следует, что вблизи критического уровня энергия интенсивно поглощается и не может отражаться на уровне z_c , поскольку для его достижения требуется бесконечно большое время. Анализируя поведение вертикальной составляющей групповой скорости $C_{gz}(z)$ волны близ z_c , найдем, что $C_{gz}(z) \rightarrow u_0(z_c)$ при $z \rightarrow z_c$. Около критического уровня дифференциальное уравнение (1) сводится к выражению

$$\partial^2 W / \partial z^2 + (NK/\omega)^2 W = 0. \quad (5)$$

Пользуясь приближением

$$\omega(z) = K[C - u_0(z)] \approx -u_0'(z_c)K(z - z_c), \quad (6)$$

найдем общее решение в виде

$$W = A[K(z - z_c)]^{1/2+\mu} + B[K(z - z_c)]^{1/2-\mu}, \quad (7)$$

где $z \neq z_c$, A и B — постоянные, $\mu \equiv (\text{Ri} - 0.25)^{1/2} > 0$, Ri — число Ричардсона.

Таким образом, с приближением волны к уровню z_c абсолютная величина $|W|$ связанных с волной флуктуаций вертикальной скорости уменьшается как $(z - z_c)^{1/2}$. Подобный же анализ показывает, что связанные с волнами флуктуации давления, плотности, горизонтальной скорости и флуктуации смещения также ведут себя аналогичным образом близ z_c , причем их амплитуда уменьшается как $(z - z_c)^{1/2}$.

Величина связанного с волной сдвига du/dz увеличивается еще быстрее:

как $(z - z_c)^{-3/2}$. В работе [10] делается вывод, что должно произойти одно из трех событий: 1) в некоторой точке амплитуда изменения станет столь большой, что нелинейности полностью изменят поведение волны; 2) длина волны станет настолько малой, что вязкость и теплопроводность атмосферы (влияниями которых в других случаях можно пренебречь) приведут к быстрому затуханию волны; 3) порожденные волнами сдвиги станут столь значительными, что возникнет атмосферная неустойчивость.

В действительности образуются не монохроматические волны, а волновые пакеты с конечной шириной спектра. Когда такие пакеты достигают критических уровней, каждый фурье-компонент с бесконечно малой амплитудой достигает бесконечно большого числа различных критических уровней. Так что указанные бесконечности фактически не наблюдаются даже при отсутствии диссипации, нелинейности и неустойчивости. Степень увеличения амплитуды волнового пакета вблизи критического уровня зависит от устойчивости источника волн и характера связи с ним. Аналогичным образом решение для $\mu < 0$ дает увеличивающуюся величину потока (вниз) над z_c . Однако волновой поток количества движения очень слабо переносится через критические уровни z_c , так как он уменьшается при пересечении такого уровня в $\exp(-2\pi\mu)$ раз. Даже при таких малых значениях как $Ri = 1$, это означает ослабление потока в 200 раз. Следовательно, на критическом уровне волна должна отдавать свой поток количества движения основному течению.

Итак, возмущения в атмосфере возникают на некоторой высоте, где имеет место значительное изменение градиента некоторых ее свойств: чем сильнее изменяется градиент свойств, тем больший набор частот (а значит, пакет волн большего диапазона) отражается от данного слоя или взаимодействует с этим «критическим слоем». Следовательно, и большая вероятность того, что какая-то волна из этого пакета выйдет на уровень обнаружения инструментальными средствами. Именно эту особенность, возникающую при распространении волнового пакета в атмосфере Юпитера, мы и используем ниже. Сложность заключается лишь в том, чтобы корректно выбрать расположение критического уровня в атмосфере планеты и спектральный диапазон, наблюдения в котором позволяют получить отклик данного слоя на первичное волновое возмущение.

Исходя из самых общих соображений, можно найти целый ряд возражений против того, что динамика атмосфер планет-гигантов сама по себе сможет генерировать внутренние волны. Наиболее проблемным в этом смысле является вопрос: в самом ли деле есть силовые механизмы, которые могут привести к увеличению и поддержанию больших радиальных скоростей перемещения воздушных масс в атмосферах планет-гигантов?

Удельная энергия Юпитера на шесть порядков меньше, чем таковая на Солнце. Так как поток акустической энергии пропорционален корню квадратному из амплитуды скорости [18], то амплитуда скорости на Юпитере должна быть по крайней мере на три порядка меньше, чем на Солнце (где она составляет 500 м/с). Такая трудность может быть смягчена использованием метода «наложения эпох», который применяется, например, при сейсмологических исследованиях на Земле. Суперпозиция записей с известным сигналом позволяет усилить регулярный сигнал и подавить случайные шумы.

На Юпитере одним из осциллирующих слоев может быть область вблизи тропопаузы, и следовательно, в тех линиях и в полосах поглощения и излучения, которые образуются вблизи этого слоя, можно пытаться обнаружить соответствующий доплеровский сдвиг. Продолжительные наблюдения диска Юпитера в полосах поглощения и/или излучения могут

дать информацию о параметрах захваченных волн. Рассматриваемые возможные амплитуды радиальных скоростей на Юпитере должны находиться в пределах 0.1—0.5 м/с. Однако такие величины очень тяжело обнаружить по доплеровскому сдвигу или методом наложений. Так, чтобы усилить сигнал хотя бы до амплитуды 100 м/с, необходимо наложить до тысячи записей одного периода, что для нулевой колебательной моды атмосферы Юпитера ($T = 142$ мин) требует почти год непрерывных наблюдений.

Теоретическое соотношение между параметрами состояния среды и скоростью, индуцированной волной, в случае адиабатических гравитационно-акустических волн в изотермической атмосфере записывается так [10, 17]:

$$\left| \frac{T_1}{T_0} \right| = \frac{(\gamma - 1)\omega c k_z}{|\omega^2 - c^2 k_x^2|} \left[1 + \left(\frac{1}{2k_z} H \right) \left(1 - \frac{2c^2 k_x^2}{\gamma \omega^2} \right)^2 \right]^{1/2} \left| \frac{w}{c} \right|, \quad (8)$$

где T_1 — амплитуда температурной флуктуации, T_0 — среднее значение температуры, w — вертикальная составляющая волновой скорости, c — скорость звука, $k_z = 2\pi/l_z$ и $k_x = 2\pi/l_x$ — вертикальное и горизонтальное волновые числа, ω — частота волны (в рад/с), H — шкала высоты и $\gamma = c_p/c_v$ — отношение удельных теплоемкостей.

При наземных наблюдениях Юпитера пространственное разрешение по диску планеты ограничивает нас относительно малыми величинами k_x , когда $\omega \gg ck_x$. Дисперсионное соотношение имеет вид:

$$\omega^2 = c^2 k_z^2 + c^2 k_x^2 + \omega_a^2, \quad (9)$$

где ω_a — акустическая частота отсечения.

Наиболее легко наблюдаемые моды должны иметь частоту, близкую к значению поверхностной акустической частоте обрезания ($\omega \sim \omega_a$), поскольку моды с $\omega \gg \omega_a$ не подвергаются отражению, а моды $\omega \ll \omega_a$ отражаются ниже наблюдаемого слоя. При этих условиях уравнение (8) упрощается:

$$T_1/T_0 \sim (\gamma - 1)V_p/c, \quad (10)$$

где V_p — близкая к значению вертикальной скорости перемещения воздушных масс амплитуда скорости так называемой p -моды [26, 31—38] на поверхности видимого облачного слоя. Для юпитерианской тропосферы $c = 800$ м/с, $\gamma = 1.4$ и $T_0 = 130$ К. Это значит, что при амплитуде скорости p -моды 50 см/с температурная флуктуация составит всего 0.033 К. Такое значение флуктуации на уровне 3σ требует отношения сигнал/шум больше 1100 для широкополосных наблюдений в $\lambda = 10$ мкм. Указанная величина в принципе может быть зарегистрирована при постановке достаточно длительных специальных наблюдений. Это говорит о том, что из наблюдений в ИК-диапазоне, возможно, будет легче обнаружить вариации скорости с амплитудой 50 см/с, чем по доплеровскому сдвигу. Доплеровский же метод предпочтителен только при $\omega \ll \omega_a$, поскольку из (8) следует, что в этом случае T_1 стремится к нулю при очень низких частотах.

Ниже мы приведем обоснование предложенной нами методики обнаружения первых фундаментальных мод собственных колебаний атмосфер планет-гигантов.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДПОСЫЛКИ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ МЕТОДИКИ И ФОРМАЛИЗМ РАССМОТРЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ

Как известно [12, 14, 41], в атмосфере Юпитера есть несколько облачных слоев. Тропосферные облака состоят из верхнего слоя аммиачных облаков

при уровнях давления $P = 0.2...0.3$ бар*, несколько глубже (при $P = 2...5$ бар) расположены облака, содержащие воду и другие соединения. В процессе формирования облачных структур очень важны происходящие там микрофизические процессы. Микрофизические свойства облаков Юпитера довольно подробно изучены в работе [24]. Найдено, что значение вертикальной скорости перемещения воздушных масс, направление их перемещения, характер облачного температурного профиля и некоторые другие параметры в значительной степени влияют на динамические и кинематические свойства облаков и определяют высоту их верхней кромки и ее максимальное смещение. Поэтому, исследуя динамическую и тепловую структуры атмосферы, мы можем изучать основные причины, приводящие к возникновению и развитию облачных структур. С другой стороны, исследуя облачные структуры и распределение в них их микрофизических параметров, мы получаем определенную информацию о степени турбулизации данного слоя, об интенсивности вертикальных и горизонтальных перемещений газа и аэрозоля, об отражательных, поглощательных и излучательных свойствах облаков.

В работах [12, 21, 41] показано, что в атмосферах планет-гигантов все макроструктурные параметры водных и аммиачных конденсационных облаков довольно чувствительны к динамическим факторам исследуемого атмосферного слоя. Так, для расчета облакообразовательных процессов К. Ю. Ибрагимов [12, 13] использовал гидродинамический метод. Первоначально этот метод был разработан для земной метеорологии и основывался на решении системы уравнений переноса теплоты и влаги в турбулентной атмосфере. С учетом факта, что в атмосфере Юпитера есть по крайней мере две конденсирующиеся составляющие (вода и аммиак), в работах [12—15] использовалась исходная система уравнений для земной атмосферы, которая дополнялась необходимыми соотношениями. Результирующая система уравнений (без учета радиационного переноса излучения) согласно [13] записывается так:

$$\begin{aligned} \frac{\partial s_i}{\partial t} + u \frac{\partial s_i}{\partial x} + v \frac{\partial s_i}{\partial y} + w \frac{\partial s_i}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial s_i}{\partial z} \right), \\ \frac{\partial \Phi}{\partial t} + u \frac{\partial \Phi}{\partial x} + v \frac{\partial \Phi}{\partial y} + w \frac{\partial \Phi}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

$$s_i = q_i + \delta_i, \quad i = 1, 2.$$

Здесь s_i — величина, определяющая удельное содержание воды и аммиака; u , v , w — компоненты скорости движения по координатам x , y и z соответственно, q_i — параметры, учитывающие влажность; δ_i — содержание воды и аммиака в жидкой фазе. Система уравнений (11) должна быть дополнена соотношениями, которые описывают зависимость удельного содержания конденсатов от температуры и давления:

$$q_{im} = E_i(T) \left(1 - \sum_{j \neq i} q_{jm} \right) / \left\{ \frac{\mu_c}{\mu_{vi}} \left[P - E_i \left(1 - \frac{\mu_{vi}}{\mu_c} \right) \right] \right\}, \quad (12)$$

где $E_i(T)$ — давление насыщенного пара для соответствующих атмосферных составляющих, P — давление, μ_c и μ_{vi} — относительные молекулярные массы сухой атмосферы и конденсатов. В уравнениях (11) компоненты, учитывающие турбулентные добавки в горизонтальных направлениях, опу-

* 1 бар = 10^5 Па

щены, поскольку масштаб горизонтальной стратификации имеет величину в тысячи километров, и его роль в процессе облакообразования очень мала по сравнению с масштабом вертикального перемешивания (несколько километров), фазовыми переходами конденсатов, адвекцией теплоты и т. д. Для полноты представления к уравнениям (11) должны быть добавлены также уравнения движения и уравнения неразрывности среды. К. Ю. Ибрагимов [12, 13] рассмотрел изолированный объем, где горизонтальные и вертикальные движения аппроксимированы выражениями

$$\begin{aligned} u(x) &= u_m \frac{x}{L} \left(1 - \frac{x}{L}\right), \\ v(y) &= v_m \frac{y}{L} \left(1 - \frac{y}{L}\right), \\ w(z) &= w_m \frac{z}{H} \left(1 - \frac{z}{H}\right), \end{aligned} \quad (13)$$

где u_m , v_m , w_m — максимальные значения скоростей (являющиеся переменными параметрами), L и H — типичные масштабы перемешивания в горизонтальном и вертикальном направлениях. Начальные условия были определены адиабатическим распределением при некоторых значениях температуры T_0 и давления P_0 на нижней границе уровня:

$$\begin{aligned} T(x, y, z, 0) &= T_0 - \gamma_a z, \\ P(x, y, z, 0) &= P_0 (1 - \gamma_a z / T_0)^{\frac{g}{R\gamma_a}}, \end{aligned} \quad (14)$$

где γ_a — адиабатический температурный градиент, R — газовая постоянная, g — гравитационное ускорение, μ — значение молекулярной массы среды. В качестве нижней границы принят уровень с давлением около 10^6 Па. Температура дается выражением [6]

$$\begin{aligned} T(x, y, 0, t) &= T_\infty + (T_0 - T_\infty) \exp(-t/\tau), \\ s_i(x, y, 0, t) &= f_{i0} q_{mi}(T_0, P_0) [r_i + (1 - r_i) \exp(-t/\tau)], \end{aligned} \quad (15)$$

где T_0 и T_∞ — значения температуры на нижней границе слоя в начальный момент и через бесконечно большой промежуток времени (когда $t \gg \tau$), τ — время релаксации, q_{mi} — удельное содержание насыщенного водяного пара и аммиака, r_i — параметр, который связан с относительным удельным содержанием паров; f_i задается выражением

$$r_i = \frac{f_{i\infty} q_{mi}(T_\infty, P_0)}{f_{i0} q_{mi}(T_0, P_0)}. \quad (16)$$

Тропопауза рассматривается в качестве верхней границы слоя со следующими краевыми условиями:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial s_i}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z = z_{\text{тр}}. \quad (17)$$

Вычисления по предложенной модели показывают, что увеличение вертикальной скорости перемещения газа приводит к постепенному увеличению мощности образуемых при этом как водных, так и аммиачных облаков; однако влияние различных атмосферных факторов на верхние аммиачные и на лежащие глубже водные облака существенно различается [12, 13]. Так, внутри водных облаков концентрация частиц и их средние размеры оказались более чувствительными к турбулентным флуктуациям атмосферы, а в аммиачных — к изменению величины и направления

вертикальной скорости перемещения газа. Вычисления показали также, что увеличение w приводит к увеличению размера и количества высокоальбедных конденсирующихся облачных частиц на всех уровнях высоты, а следовательно, к некоторому увеличению яркости наблюдаемой облачности.

Таким образом, изменение скорости вертикального перемещения воздушных масс существенно определяет мощность и отражательные характеристики верхнего слоя видимых облаков для планет-гигантов. Поэтому наличие определенных факторов, приводящих к изменению величины и направления перемещения воздушных масс, должно приводить к модуляции процессов облакообразования и/или их разрушения.

Из общих уравнений метеорологии [18] и приблизительной оценки динамических, кинематических и физических параметров атмосферы следует, что облака в атмосферах планет-гигантов формируются при наличии направленных перемещений масс воздуха с вертикальными скоростями в диапазоне величин от нескольких сантиметров до нескольких метров за секунду. В работах [4—6, 12, 13, 21] показано, что в общем случае для атмосфер Юпитера и Сатурна геометрическая толщина облаков изменяется при изменении величины и направления вертикальной скорости перемещения воздушных масс. При этом проявляются следующие особенности. 1. Геометрическая толщина облаков в общем случае увеличивается с увеличением w (подъем воздушных масс) и K_T (коэффициента турбулентности). 2. В большинстве промоделированных случаев уменьшение удельного содержания конденсируемых аэрозольных частиц наблюдается в облаках при изменении знака вертикальной скорости, то есть имеет место разрушение облаков. 3. При опускании атмосферных масс со скоростью $w = -10...-15$ см/с первоначально наблюдается постепенное замедление роста облака, а позже процесс образования облака заменяется его распадом. 4. При $w \approx 20$ см/с изменение знака вертикальной скорости практически сразу же приводит к началу процесса формирования облака или к его распаду; причем время, которое определяет начало процесса образования облака или его распада, уменьшается с увеличением абсолютного значения вертикальной скорости перемещения воздуха.

Так как тропосферы Юпитера и Сатурна имеют богатый элементный состав, то совсем небольшое изменение количества некоторого химического компонента (особенно воды, метана, аммиака и их фотохимических производных), который сконденсирован на определенном уровне в атмосфере, обязательно приведет к изменению яркостных характеристик видимого облачного слоя. Из сказанного выше мы с определенностью делаем вывод о том, что при появлении даже сравнительно небольшого градиента в вертикальной скорости перемещения воздушных масс происходит заметное изменение удельного содержания сконденсированных облачных масс в атмосферах планет-гигантов. В связи с этим при наличии периодического изменения в скорости вертикального перемещения воздушных масс из-за наличия радиальных осцилляций (собственных колебаний планетных атмосфер) мы должны наблюдать вариации отражательных, поглощательных и излучательных свойств видимого облачного слоя и надоблачной дымки.

КОЛЕБАНИЯ ЯРКОСТИ УЧАСТКОВ ДИСКА ПЛАНЕТЫ. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МЕТОДА

Принимая во внимание результаты и метод вычислений, описанные в работах [12, 13, 21], мы оценили возможные изменения оптических параметров газовой и аэрозольной составляющих для атмосферы Сатурна. В наших вычислениях мы использовали программу строгого расчета интен-

сивности излучения, диффузно отраженного от многослойной атмосферы, разработанную Ж. М. Длугач [11, 28]. Нами были приняты следующие предположения относительно верхних слоев атмосферы Сатурна (см. в [27]): 1) рассеяние аэрозолем играет доминирующую роль в процессе радиационного переноса; 2) облачные частицы представляют собой непоглощающие однородные сферы, а наблюдаемое поглощение вызывается газовой составляющей; 3) в спектральном диапазоне $\lambda = 300...600$ нм отраженная радиация формируется в той части атмосферы, которая может быть представлена двумя однородными слоями: верхний — оптически тонкий газовый слой с рассеивающей составляющей оптической толщины τ_c , а нижний — однородный полубесконечный газовой-аэрозольный слой, характеризующийся значениями альбеда однократного рассеивания частиц ω_v и ω_c в полосах поглощения и в непрерывном спектре:

$$\omega_v = \frac{\sigma_0}{\sigma_0 + \kappa + \alpha\nu}, \quad (18)$$

$$\omega_c = \frac{\sigma_0}{\sigma_0 + \kappa}, \quad (19)$$

параметром

$$\beta = \frac{\sigma_g}{\sigma_g + \sigma_a} \quad (20)$$

и фазовой функцией $\chi(\alpha)$. Здесь $\sigma_0(\lambda) = \sigma_g(\lambda) + \sigma_a(\lambda)$ — объемный коэффициент рассеяния, κ и α_v — объемные коэффициенты поглощения в континууме и в полосе поглощения соответственно, σ_g и σ_a — объемные коэффициенты рассеяния газа и аэрозоля. В рамках такой модели могут быть определены параметр

$$\beta = \left(\frac{1}{\omega_v} - \frac{1}{\omega_c} \right) \frac{\tau_c}{\tau_v} \quad (21)$$

и эффективная оптическая толщина $\tau\nu$ в полосе поглощения. Остаточная интенсивность в момент оппозиции ($\cos i = \cos i_0$ — где i — угол отражения света от атмосферного слоя) при $\tau_c \ll 1$ выражается в следующей форме:

$$R_v(\cos i_0) = [\rho_{v0}(\cos i_0) / \rho_{c0}(\cos i_0)] \exp(-2\tau_v / \cos i_0), \quad (22)$$

где ρ_v и ρ_c — коэффициенты яркости в полосе поглощения и в континууме. Изменение эквивалентной ширины полосы поглощения от центра диска планеты к лимбу зависит от плотности облачного слоя и от τ_v . Подбором этих параметров мы попытались описать абсолютные и относительные спектрофотометрические наблюдательные данные участков диска планет-гигантов. Мы использовали фазовую функцию $\chi(\alpha)$, рассчитанную ранее для физических параметров облачных частиц (коэффициент преломления, размеры и форму частиц), определенных из поляриметрических измерений. При этом принимался нормально-логарифмический закон распределения частиц по размерам

$$f(r)dr = (1 / [\sigma(2\pi)^{0.5}]) \exp[-(\ln(r/r_0))^2 / (2\sigma^2)] d(\ln r), \quad (23)$$

где $f(r)dr$ — доля частиц, радиусы которых находятся в пределах от r до $r + dr$, r_0 — среднее геометрическое радиусов частиц, σ^2 — дисперсия логарифма радиусов. Интенсивность света, диффузно отраженного от многослойной атмосферы, вычислялась с учетом многократного рассеяния. Программа расчета, описанная в работе [11], была любезно предоставлена

нам Ж. М. Длугач. Коэффициенты x_n разложения индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра

$$\chi(\gamma) = \sum_{n=1}^N x_n P_n(\cos\gamma) \quad (24)$$

брались из работы [3].

Используя наши наблюдательные данные о распределении яркости по диску планеты при $\lambda = 725$ нм, мы определяли параметры двухслойной модели атмосферы Сатурна. Затем, сравнивая теоретические профили распределения яркости вдоль экваториальной области в полосе поглощения и в нескольких участках непрерывного спектра, мы находили значения $\tau_c(\lambda)$ и $\omega_c(\lambda)$ в нескольких длинах волн при $\lambda < 800$ нм для различных значений коэффициента яркости $\rho_c(\lambda)$ на центральном меридиане планеты, а также значения $\beta(\lambda)$ в разных длинах волн. И наконец, вычислялись спектральные значения объемных коэффициентов рассеяния $\sigma_0(\lambda)$ и концентрация n аэрозольных частиц:

$$\sigma_0(\lambda) = \sigma_g(\lambda)/\beta(\lambda), \quad (25)$$

$$n = [1 - \beta(\lambda)]/\beta(\lambda)/\sigma_g(\lambda)/[C(\lambda)\lambda^2]. \quad (26)$$

Коэффициент рассеяния газа вычислялся в предположении, что атмосфера состоит из 89 % молекулярного водорода и 11 % гелия. Аэрозоль составляет очень малую долю от двух основных составляющих и представляет собой аммиак, не поглощающий свет в видимом диапазоне.

Для Экваториальной Зоны (EZ) Сатурна в длине волны $\lambda = 316$ нм наши вычисления показали, что подъем воздушных масс в течение времени около двух часов с вертикальной скоростью $w = 30$ см/с должен приводить к увеличению ее абсолютной отражательной способности на 0.0035 при среднем значении 0.200. В длине волны $\lambda = 600$ нм увеличение яркости EZ составит только 0.00007 при среднем значении 0.550. В то же время наши оценки спектральных коэффициентов прозрачности для атмосферы Земли [8], а также опыт наших наблюдений абсолютной отражательной способности участков диска Сатурна [27, 30] позволяет сделать вывод, что наблюдения планеты в спектральном интервале $\lambda = 390\text{--}420$ нм являются наиболее предпочтительными для регистрации возможных колебаний, происходящих в атмосфере Сатурна. В этих длинах волн земная атмосфера не так сильно деформирует сигнал от планет, как при $\lambda = 316$ нм, а поток света от планеты достаточен для его надежной регистрации.

Как показали наши расчеты, для EZ Сатурна подъем воздушных масс в течение двух часов с вертикальной скоростью $w = 30$ см/с может приводить к увеличению абсолютной отражательной способности в $\lambda = 400$ нм на 0.001 при среднем значении 0.200 (т. е. амплитуда этих изменений может достигать 0.004^m). Соответствующие оценки для EZ Юпитера, дают возможное увеличение отражательной способности на 0.0012 при среднем значении 0.390 (амплитуда около 0.003^m). В этой связи мы предполагаем, что наблюдения за изменениями процессов облакообразования и их распада могут служить довольно хорошим методом для регистрации вариаций оптических характеристик в планетных атмосферах, а следовательно, для регистрации возможных собственных колебаний атмосфер планет-гигантов. В рассматриваемом спектральном диапазоне полученные амплитуды изменений яркости атмосферы весьма доступны для их регистрации с использованием метода счета фотонов.

НАБЛЮДЕНИЯ

Целью наших наблюдений было получение однородного наблюдательного материала, который позволил бы произвести поиск вариаций яркости облачного слоя Юпитера и оценить их периоды и амплитуды. В ночь 17/18 ноября 1989 г. на горе Майданак с помощью спектрополяриметра [2], установленного в 7.5-м фокусе 60-см телескопа, мы выполнили спектрофотометрию экваториальной области Юпитера. Методика наблюдений и процедура первичной обработки описаны в работе [7]. Исследовался диапазон длин волн $\lambda = 390...420$ нм (спектральное разрешение 2.5 нм, шаг сканирования 1 нм, единичная экспозиция 22 с). Требуемое суммарное время для получения одной регистрограммы составляло 11 мин, запись очередного спектра начиналась еще через минуту.

Таким образом, за 336 мин мы получили 28 записей спектров Экваториальной Зоны Юпитера. Участок на диске планеты вырезался круглой диафрагмой с диаметром около 4". Результирующая ошибка единичного отсчета была меньше 0.0004^m в спектральной области $\lambda = 390...420$ нм.

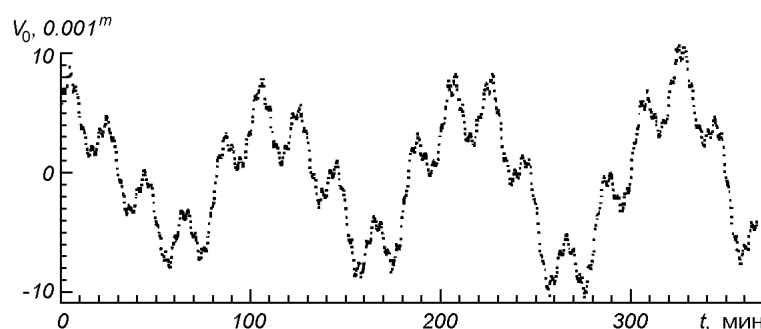


Рис. 1. Вариации абсолютной яркости V_0 участка EZ Юпитера 17/18 ноября 1989 г. относительно среднего за ночь

Все результаты наблюдений были исправлены за средние за ночь спектральные значения коэффициентов прозрачности земной атмосферы, за различие яркости участка диска по спектру и экстраполированы к заатмосферным значениям V_{0i} . Приведенная на рис. 1 результирующая яркостная кривая V_0 (в тысячных долях звездной величины) представляет собой отклонения от среднего значения за ночь V , и каждая подготовленная таким образом точка соответствует времени экспозиции 22 с. Весь ряд состоит из 840 наблюдательных точек.

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ПО МЕТОДУ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНТРОПИИ И ВЫВОДЫ

Для анализируемого процесса мы выбрали модель в виде авторегрессии [7]. Такая процедура оценки спектра, основанная на модельном представлении о процессах, называется параметрическим спектральным анализом по методу максимума энтропии. Вычисляемая оценка спектральной плотности имеет число степеней свободы $k' = N/p$ (N — общее число отсчетов в ряде, p — порядок авторегрессии). Опыт многочисленных исследований показывает, что оптимальной является модель четвертого порядка. Основываясь на результатах работ [19, 22], мы оценивали доверительные интервалы для

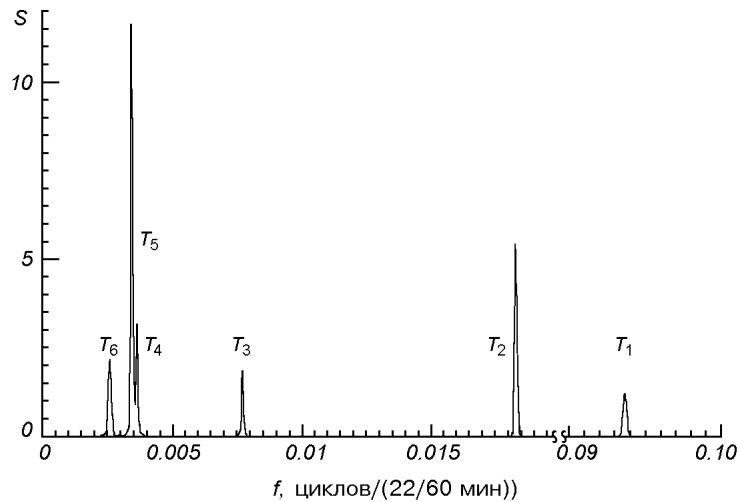


Рис. 2. Спектр мощности ряда V_0

оценок спектральной плотности S таким же образом, как и для традиционных непараметрических оценок спектра [1]. Задавая значение k и 100 α -процентные точки χ^2 -распределения, по соответствующим таблицам вычислялись значения верхней и нижней доверительных границ ($kS/\chi_{n;a}^2$ и $kS/\chi_{n;(1-a)}^2$), для выбранного интервала $k = k' - 1$. Этот метод первоначально применен к ряду данных, представленному на рис. 1. Дальнейшая обработка фотометрического ряда производилась по методике, подробно описанной в [7].

Таким способом мы последовательно изучали первичный ряд V_0 и ряды данных, полученные в результате фильтрации первичного ряда с помощью специальных частотных фильтров: ряд «А» — удалены одновременно низкочастотные компоненты с периодами $T > 120$ мин и высокочастотные компоненты с периодами $T < 35$ мин; ряд «В» — удалены низкочастотные компоненты с периодами $T > 120$ мин; ряд «С» — удалены высокочастотные компоненты с периодами $T < 105$ мин. Фильтрация рядов вышеуказанными фильтрами обуславливалась необходимостью проведения спектрального анализа в довольно широком частотном интервале, а также необходимостью наилучшего разделения периодических компонентов на близких частотах, соответствующих значениям периодов от 100 до 110 мин.

Результирующий спектр мощности (рис. 2) показывает наличие шести ярко выраженных пиков, соответствующих основным квазипериодическим компонентам колебаний яркости: $T_1 = 3.899 \pm 0.007$ мин; $T_2 = 20.11 \pm 0.07$ мин; $T_3 = 47.50 \pm 0.02$ мин; $T_4 = 101.7 \pm 0.9$ мин; $T_5 = 107.1 \pm 0.9$ мин; $T_6 = 141.9 \pm 1.2$ мин.

Для косвенной проверки полученных результатов исходный ряд был обработан также с помощью программы Бжезинского [23]. Эта программа также основана на методе максимальной энтропии и широко применяется для интерпретации геодинамических данных о двухкоординатных движениях полюса Земли. Программа позволяет вычислять спектр мощности $S(f_k)$ и среднюю амплитуду колебания A_i для значений частот f_i , когда пики достаточно хорошо разделены в частотной области. Вычисления применены для трех рядов А, В и С и различных порядков авторегрессии, которые определялись в каждом отдельном случае длиной m выбираемого фильтра в диапазоне величин от 9 до 800. С тем чтобы находить наилучшие оценки

Параметры спектрального анализа по ММЭ для рядов А, В и С

T_i	Ряд	m	$f_i, \text{мин}^{-1}$	$T_i, \text{мин}$	$A_i, 0.001^m$
T_3	А	161	0.02103	47.551	0.912
T_3	А	180	0.02104	47.529	0.870
T_3	А	195	0.02113	47.326	0.904
T_3	А	236	0.02110	47.393	0.876
T_4	А	94	0.00982	101.83	1.495
T_4	А	115	0.00981	101.94	1.503
T_4	А	138	0.00985	101.52	1.483
T_5	А	474	0.00936	106.84	5.617
T_5	А	500	0.00933	107.18	5.640
T_5	А	504	0.00935	106.95	5.850
T_5	А	549	0.00933	107.18	5.640
T_5	А	750	0.00933	107.17	5.780
T_1	В	11	0.25563	3.9119	0.592
T_1	В	19	0.25588	3.9081	0.602
T_1	В	26	0.25681	3.8933	0.597
T_1	В	31	0.25609	3.9049	0.593
T_2	В	55	0.04982	20.072	2.350
T_2	В	62	0.04979	20.084	2.280
T_2	В	66	0.04953	20.190	2.322
T_3	В	115	0.02094	47.755	0.922
T_3	В	155	0.02105	47.506	0.869
T_4	В	108	0.00990	101.01	1.503
T_4	В	115	0.00984	101.62	1.492
T_4	В	140	0.00989	101.11	1.472
T_5	С	500	0.00936	106.83	5.690
T_5	С	504	0.00935	106.95	5.641
T_5	С	750	0.00929	107.64	5.354
T_5	С	759	0.00933	107.18	5.745
T_6	С	471	0.00704	142.05	0.798
T_6	С	498	0.00706	141.64	0.804
T_6	С	504	0.00706	141.64	0.801
T_6	С	528	0.00705	141.84	0.798

f_i и A_i , в программе Бжезинского применяется отбор m по так называемому критерию выбора Акейка, для которого конечная ошибка предсказания (подробнее см. в работах [23, 39]) имеет минимум. Результирующий спектр мощности $S(f_k)$ также показывает проявление шести пиков, которые практически повторяют рис. 2. Текущие значения частот f_i , средних амплитуд колебаний A_i и их периодов T_i для каждого из рядов показаны в таблице.

Результирующие значения амплитуд колебаний A_i , периодов T_i и фазы в изменении яркости EZ Юпитера были уточнены с использованием метода наименьших квадратов.

Таким образом, исследование изменения отражательной способности EZ Юпитера показывает наличие квазипериодических колебаний с такими значениями периодов и амплитуд: $T_1 = 3.90 \pm 0.01$ мин, $A_1 = (0.6 \pm 0.1) \cdot 0.001^m$; $T_2 = 20.11 \pm 0.23$ мин, $A_2 = (2.3 \pm 0.1) \cdot 0.001^m$; $T_3 = 47.50 \pm 0.21$ мин, $A_3 = (0.9 \pm 0.1) \cdot 0.001^m$; $T_4 = 101.7 \pm 0.6$ мин, $A_4 = (1.5 \pm 0.3) \cdot 0.001^m$; $T_5 = 107.1 \pm 0.6$ мин, $A_5 = (5.4 \pm 0.5) \cdot 0.001^m$; $T_6 = 141.9 \pm 1.5$ мин, $A_6 = (1.0 \pm 0.3) \cdot 0.001^m$. Все эти периоды попадают в

90-процентный доверительный интервал. Как мы знаем из предыдущих исследований [7, 9, 16, 25], периоды T_1 , T_2 , T_3 и T_5 могут быть вызваны колебаниями прозрачности земной атмосферы, тогда как периоды T_4 и T_6 практически совпадают с теоретически вычисленными значениями собственных колебаний для атмосферы Юпитера [40].

1. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. — М.: Мир, 1989.—540 с.
2. Бугаенко О. И., Гуральчук А. Л. Астрономический спектрополяриметр. I. Основные принципы работы // Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел. — Киев: Наук. думка, 1985.—С. 160—164.
3. Бугаенко О. И., Длугач Ж. М., Мороженко О. И. и др. Об оптических свойствах облачного слоя Сатурна в видимой области спектра // Астрон. вестник.—1976.—10, № 1.—С. 13—21.
4. Буйков М. В., Ибрагимов К. Ю., Кириенко Г. А. и др. Моделирование слоистообразной облачности в атмосферах планет-гигантов с учетом взаиморастворимости конденсирующихся компонентов. I // Кинематика и физика небес. тел.—1991.—7, № 2.—С. 3—10.
5. Буйков М. В., Ибрагимов К. Ю., Кириенко Г. А. и др. Моделирование слоистообразной облачности в атмосферах планет-гигантов с учетом взаиморастворимости конденсирующихся компонентов. II // Кинематика и физика небес. тел.—1991.—7, № 4.—С. 23—30.
6. Буйков М. В., Ибрагимов К. Ю., Пирнач А. М. и др. Исследование двухфазных слоистообразных облаков в атмосфере Юпитера // Астрон. журн.—1976.—53, № 3.—С. 596—602.
7. Видьмаченко А. П. Изменение блеска небесных объектов при астрономических наблюдениях на горе Майданак // Кинематика и физика небес. тел.—1994.—10, № 5.—С. 62—68.
8. Видьмаченко А. П., Клименко В. М., Мороженко А. В. Прозрачность земной атмосферы на горе Майданак в осенне-зимний период 1977—1978 гг. // Астрометрия и астрофизика.—1979.—Вып. 39.—С. 84—87.
9. Геонджян Л. А. Измерения атмосферной неустойчивости с использованием двухлучевого регистратора качества солнечного изображения // Атмосферная неустойчивость и адаптивный телескоп. — Л.: Наука, 1985.—С. 116—118.
10. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978.—532 с.
11. Длугач Ж. М. Отражение света многослойной планетной атмосферой. // Астрон. вестник.—1982.—17, № 2.—С. 234—239.
12. Ибрагимов К. Ю. Численное моделирование слоистообразной облачности в атмосферах планет-гигантов. — Алма-Ата: Наука, 1990.—240 с.
13. Ибрагимов К. Ю. Моделирование фронтальной облачности в атмосферах планет-гигантов // Кинематика и физика небес. тел.—1992.—8, № 2.— С. 11—20.
14. Ибрагимов К. Ю., Кириенко Г. А., Солодовник А. А. Моделирование многоярусной облачности в атмосфере Юпитера // Астрон. вестник.—1986.—20, № 3.—С. 228—234.
15. Ибрагимов К. Ю., Пирнач А. М. Микрофизические параметры двухкомпонентной слоистообразной облачности атмосфер планет-гигантов. II. Методика вычислений // Кинематика и физика небес. тел.—1988.—4, № 2.—С. 22—29.
16. Кахиани В. О., Жилиев Б. Е. Оценка атмосферных мерцаний медленных изменений прозрачности при фотометрических наблюдениях в Абастуманской астрофизической обсерватории на телескопе АЗТ-11 // Атмосферная неустойчивость и адаптивный телескоп. — Л.: Наука, 1988.—С. 101.
17. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. — М.: Мир, 1981.—598 с.
18. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. — М.-Л.: Гидрометеоиздат, 1980.—568 с.
19. Привальский В. Е. Климатическая изменчивость. — М.: Наука, 1985.—184 с.
20. Северный А. Б. Некоторые проблемы физики Солнца. — М.: Наука, 1988.—221 с.
21. Солодовник А. А. Особенности формирования многоярусной слоистообразной облачности в атмосферах Юпитера и Сатурна // Кинематика и физика небес. тел.—1985.—1, № 6.—С. 24—28.
22. Яглом А. М. Корреляционная теория стационарных случайных функций. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981.—280 с.
23. Brzezinski A. Algorithm for estimating maximum entropy coefficients of the complex-valued time series // Allgemeine Vermessungs-Nachrichten.—1994.—3.—P. 101—112.
24. Carlson B. E., Rossov W. B., Orton G. S. Cloud microphysics of the giant planets // J. Atmos. Res.—1988.—45.—P. 2067—2081.
25. Clarke D. Oscillations of stellar extinction caused by disturbances in the Earth's atmosphere // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1980.—190, N 3.—P. 641—648.
26. Deming D., Mumma M. J., Espenak F., et al. A search for p-mode oscillations of Jupiter: serendipitous observations of nonacoustic thermal wave structure // Astrophys. J.—1989.—343, N 1.—P. 456—467.

27. *Dlugach Zh. M., Morozhenko A. V., Yanovitskiy E. G., et al.* Investigations of the optical properties of Saturn's atmosphere carried out at the Main Astronomical Observatory of the Ukrainian Academy of Sciences // *Icarus*.—1983.—**54**, N 2.—P. 319—336.
28. *Dlugach Zh. M., Yanovitskii E. G.* The optical properties of Venus and Jovian planets. II. Method and results of calculations of the intensity of radiation diffusely reflected from semi-infinite homogeneous atmospheres // *Icarus*.—1974.—**22**, N 1.—P. 61—81.
29. *Hubbard W. B., Marley M. S.* Optimized Jupiter, Saturn and Uranus models // *Icarus*.—1989.—**78**, N 1.—P. 102—118.
30. *Klimenko V. M., Morozhenko A. V., Vid'machenko A. P.* Phase effect for the for the brightness coefficient of the central disk of Saturn and features of Jupiter's disk // *Icarus*.—1980.—**42**, N 3.—P. 354—357.
31. *Lee U.* Acoustic oscillations of Jupiter // *Astrophys. J.*—1993.—**405**, N 1.—P. 359—374.
32. *Marley M. S.* Nonradial oscillation of Saturn. // *Icarus*.—1991.—**94**, N 3.—P. 420—435.
33. *Marley M. S., Hubbard W. B.* Low degree nonradial oscillation spectra of the Jovian planets // *Bull. Amer. Astron. Soc.*—1988.—**20**.—P. 870.
34. *Marley M. S., Hubbard W. B.* Thermodynamics of dense molecular hydrogen-helium mixtures at high pressure // *Icarus*.—1988.—**73**, N 3.—P. 536—544.
35. *Mosser B.* The pressure mode oscillation spectrum of a rotating gaseous sphere: Application to Jupiter // *Icarus*.—1990.—**87**, N 2.—P. 198—209.
36. *Mosser B., Mekarnia D., Maillard J. P., et al.* Seismological observations with a Fourier transform spectrometer: detection of Jovian oscillations // *Astron. and Astrophys.*—1993.—**267**, N 2.—P. 604—622.
37. *Mosser B., Schmider F.-X., Delache Ph., et al.* A tentative identification of Jovian global oscillations // *Astron. and Astrophys.*—1991.—**251**, N 1.—P. 356—364.
38. *Schmider F.-X., Mosser B., Fossat E.* Possible detection of Jovian global oscillations // *Astron. and Astrophys.*—1991.—**248**, N 1.—P. 281—291.
39. *Ulrich T. J., Bishop T. N.* Maximum entropy spectral analysis and autoregressive decomposition // *Rev. Gephys. and Space Phys.*—1975.—**13**, N 1.—P. 183—200.
40. *Vorontsov S. V., Zharkov V. N., Lubimov V. M.* The free oscillations of Jupiter and Saturn // *Icarus*.—1976.—**27**, N 1.—P. 109—118.
41. *Yair Y., Levin Z., Tzivion S.* Water-cumulus in Jupiter's atmosphere: numerical experiments with an axisymmetric cloud model // *Icarus*.—1992.—**98**, N 1.—P. 72—89.

Поступила в редакцию 21.03.02