

УДК 523.45

## Наблюдаемые проявления внутренних волновых процессов в атмосфере Юпитера

А. П. Видьмаченко

Показана принципиальная возможность образования в атмосферах планет-гигантов инерционных волн длиной порядка радиуса Россби. В приближении длинных волн оценены некоторые динамические и кинематические параметры и масштабы для атмосферы Юпитера: 1. Светлые антициклонические вихри на широтах  $+47$  и  $-41^\circ$  отождествлены с внешним проявлением квазипериодических возмущений с периодами в 50—150 раз более длительными, чем юпитерианские сутки. Возмущения генерируются в экваториальной области в инерционном пограничном слое Юпитера на глубине  $R \approx 0.765R_2$ ; 2. Оценены толщины инерционного пограничного слоя ( $h=190-570$  км), в котором происходит возбуждение инерционных колебаний. Это позволило определить эффективный коэффициент кинематической вязкости атмосферы  $K\chi \approx (0.6-5.7) \times 10^{11} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ .

*THE INNER WAVE PROCESSES IN THE JUPITER ATMOSPHERE, by Vid'machenko A. P.*—The inertial waves with wavelength about the Rossby radius can be formed in the giant planets atmospheres. Bright anticyclonic whirlwinds at  $\varphi=+47$  and  $-41^\circ$  are external manifestations of quasiperiodical perturbations with periods about 50—150 times of Jupiter period of rotation.

The depth of inertial boundary layer is 190—570 km and the effective coefficient of kinematic viscosity is  $K\chi \approx (0.6-5.7) \cdot 10^{11} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ .

**Введение.** Для атмосферы Юпитера характерна полосатая структура. Воздушные массы в каждой зоне и полосе пребывают в постоянном движении с определенной скоростью, отличной от скорости твердотельного вращения. При этом скорости зональных движений остаются довольно постоянными в течение длительного периода (порядка столетия). Зоны на Юпитере являются индикаторами восходящих потоков и представляют собой верхнюю границу антициклонического вихря. Полосы — другое звено, необходимое для сохранения потока массы; это области циклонической вихревой структуры и нисходящих движений [10].

В настоящее время точной информации о локальной тепловой и динамической структуре атмосферы ниже видимого облачного слоя практически нет. Почти все представления о метеорологии протяженной атмосферы Юпитера основаны на измерениях динамических и физических параметров изучаемых деталей в визуальных лучах. Чтобы понять такие детали метеорологии Юпитера, как пятна (т. е. системы вихрей), наблюдаемые на видимой облачной поверхности планеты, необходимо разобраться в механизме, приводящем в движение атмосферу планеты, и причинах устойчивости этих образований средних масштабов. В [9] отмечается, что циклоны и антициклоны небольших размеров значительно лучше представляют средний зональный поток в земных условиях. Поэтому целевое исследование мелко- и среднемасштабных вихрей в атмосферах больших планет должно в значительной степени помочь получить ответ на многие важнейшие вопросы, возникающие при изучении метеорологии атмосферы Юпитера.

При рассмотрении изображения Юпитера [16], кроме хорошо известной зональной структуры верхнего облачного слоя, обращают на себя внимание цепочки светлых и темных овалов, вытянувшихся вдоль параллелей на следующих планетографических широтах: цепочки светлых овалов на  $\varphi_1 \approx +47^\circ$  и  $\varphi_2 \approx -41^\circ$ ; цепочки темных овалов на  $\varphi_3 \approx +35^\circ$  и  $\varphi_4 \approx -31^\circ$ . Эти системы вихрей следует представлять как видимое проявление глубинных волновых процессов в атмосфере Юпитера.

**Модельное представление атмосферы.** Протяженную атмосферу быстровращающейся планеты-гиганта можно рассматривать как слой эффективно вязкой жидкости, заключенной между двумя концентрическими сферами, вращающимися вокруг общей вертикальной оси с постоянными, но несколько различными угловыми скоростями. Так, на основании численного решения уравнений Навье — Стокса в приближении Буссинеска изучена [13, 14] нелинейная конвекция во вращающейся сферической оболочке

толщиной  $(0.2-0.5)R_2$ , где  $R_2$  — радиус внешней сферы. Эта модель воспроизводит цилиндрическое дифференциальное вращение в близэкваториальной области, и конвективные ячейки (так называемая «банановая» конвекция) — такие же, как и полученные в [12] при аналитическом исследовании мелкомасштабной конвекции. Выполненный в [15] анализ масштабов движений на больших планетах, как и наши оценки некоторых динамических параметров атмосферы Юпитера [2], свидетельствует о том, что, возможно, зональные потоки на планетах-гигантах охватывают большие глубины: практически до  $R \approx 0.765R_2$ , где в экваториальной части могут возникать определенные возмущения. Механизм их образования около внутренней сферы можно представить следующим образом [5].

При вращении в эффективно вязкой протяженной атмосфере жесткой внутренней сферы около нее образуются пограничные инерционные слои. Масса «жидкости», вовлекаемая в них из свободной атмосферы, выталкивается вдоль подстилающей поверхности в направлении экваториальных широт. Вблизи экватора потоки, сосредоточенные внутри пограничных слоев на обеих полусферах, сталкиваются. В результате таких столкновений в экваториальном «кольце» около внутренней сферы создается определенное возмущение давления  $P$  и других параметров атмосферы. Такие небольшие возмущения во вращающейся жидкости распространяются в виде волновых движений, т. е. инерционные пограничные слои, которые образуются около любого скачка плотности в атмосфере планеты [3, 8], создавая небольшой поток массы, могут возбуждать инерционные моды в атмосфере. При характерных для планет-гигантов значениях вращательного числа Маха  $P_{\omega} \gg 1$  [4] вращение должно играть решающую роль в динамике их протяженных атмосфер. Поэтому в общем случае атмосферу быстровращающейся планеты можно представить как волновую систему, в которой распространение возмущений определяется действием возвращающей силы Кориолиса. Сила Кориолиса действует только на элемент жидкости, движущейся со скоростью  $u_1$  относительно основного твердотельного вращения вокруг вертикальной оси  $OZ$  с вектором угловой скорости  $\Omega_0$ . При этом в равномерно вращающейся жидкости могут распространяться так называемые внутренние волны вращения (ВВВ) [5].

**Механизм образования ВВВ и их основные свойства.** Происхождение данного типа волн связано с возникающими при вращении силами Кориолиса  $F_K = 2[u_1 \Omega_0]$ . Центробежная сила может быть представлена в виде градиента  $F_c = \nabla [\Omega_0 r]^2 / 2$  (где  $r$  — радиус-вектор рассматриваемого выделенного объема атмосферы). Обычно ее объединяют с силой, вызываемой наличием давления  $\bar{P}$  в жидкости, вводя эффективное давление  $P = \bar{P} - \rho [\Omega_0 r]^2 / 2$ . Математическое исследование волнового движения в среде проводится по следующей схеме. Сначала рассматривается равновесное состояние изучаемой среды. Затем вводится малое возмущение и исследуется задача о возможности распространения результирующего волнового возмущения. При этом основные уравнения линеаризуются. Предполагается, что возмущения пропорциональны  $\exp[i(kr - \omega t)]$ . Цель такой процедуры — нахождение дисперсионного соотношения, выражающего связь частоты возмущения  $\omega$  с величиной волнового вектора  $k$  и его направлением относительно оси основного вращения. В общем случае распространение волны анизотропно, поскольку фазовая скорость зависит от направления распространения. В данном случае выделенное направление связано с вращением.

Считая амплитуду волны малой и пренебрегая в уравнении движения Эйлера [8] квадратичными по скорости членами, получаем линеаризованное уравнение количества движения

$$\rho_0 u_{1t} + 2\rho_0 [\Omega_0 u_1] = -\nabla P_1, \quad (1)$$

где индекс 0 относится к основному состоянию среды; индекс 1 — к возмущенной части ее параметров (скорости, давления, плотности  $\rho$  и др.); индекс  $t$  — частная производная по времени; в дальнейшем индекс  $r = \{x, y, z\}$  — символ частной производной по координатам. Пренебрегая вязкой диссипацией, для однородной жидкости получаем, что вихревые линии движутся вместе с жидкостью, т. е. любое малое поле скоростей  $u_1$  относительно равномерного вращения вызывает изменение вихря с некоторой скоростью, которую можно определить, применив операцию  $\text{rot}$  к линеаризованному уравнению количества движения (1):

$$(\text{rot } u_1)_t = 2\Omega_0 u_{1z}. \quad (2)$$

Дисперсионное соотношение  $\omega = \omega(\mathbf{k})$ , определяющее зависимость частоты возмущения от величины волнового вектора и направления распространения волны, можно непосредственно определить, полагая детерминант системы (2) равным нулю. Однако проще эту систему сначала несколько преобразовать путем повторного применения операторов, содержащихся в левой части уравнения (2). Так как для соленоидального векторного поля  $\mathbf{u}_1$  выполняется соотношение  $\text{rot rot } \mathbf{u}_1 = -\Delta \mathbf{u}_1$ , где  $\Delta$  — оператор Лапласа, то

$$(\Delta \mathbf{u}_1)_{zz} + 4\Omega_0^2 \mathbf{u}_{1zz} = 0. \quad (3)$$

Любое линейное дифференциальное уравнение в частных производных типа (3), в котором независимая переменная входит только в производные по координатам одного порядка (здесь — второго), имеет решение, описывающее коническую поверхность волновых чисел. Она образована прямыми, проходящими через начало координат. Покажем это для данного случая.

На достаточно большом расстоянии от источника возмущения волновые фронты становятся практически плоскими. При этом решение уравнений движения, описывающих распространяющуюся волну, зависит только от одной координаты — направления ее распространения. Подставляя решение вида плоской волны

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_0 \exp [i(\omega t - kx - ly - mz)] \quad (4)$$

в дифференциальное уравнение (3), получаем

$$-\omega^2 (\mathbf{u}_{1xx} + \mathbf{u}_{1yy} + \mathbf{u}_{1zz}) + 4\Omega_0^2 \mathbf{u}_{1zz} = 0. \quad (5)$$

Сводя коэффициенты при одинаковых производных, находим

$$\mathbf{u}_{1xx} + \mathbf{u}_{1yy} + (1 - 4\Omega_0^2/\omega^2) \mathbf{u}_{1zz} = 0. \quad (6)$$

Отсюда следует, что решение вида плоской волны (4) удовлетворяет (3) при условии выполнения дисперсионного соотношения

$$\omega = \pm 2\Omega_0 \sin \theta, \quad (7)$$

где  $\theta$  — угол между поверхностью постоянной фазы и осью вращения  $OZ$ .

Из (7) видно, что частота возмущения зависит только от направления распространения, но не зависит от величины волнового вектора, и может принимать любые значения  $\omega \leq 2\Omega_0$  с тем, чтобы коэффициент при  $\mathbf{u}_{1zz}$  в (6) был отрицательным. В противном случае ( $\omega > 2\Omega_0$ ) уравнение (6) сводится к уравнению Лапласа. При этом точечный источник возмущений распространяет свое влияние на весь объем жидкости. Тогда как в первом случае источник, колеблющийся с частотой  $\omega < 2\Omega_0$ , порождает во вращающейся жидкости перенос энергии волн под углом  $\theta = \arcsin[\omega/(2\Omega_0)]$  к оси вращения  $OZ$ . В трехмерном пространстве распространение ВВВ от точечного источника происходит вдоль образующих двойного конуса с осью, параллельной  $\Omega_0$ , и углом раствора  $2\theta$ .

Для образования волновых возмущений в атмосферах планет более критичным является не монотонное, а быстрое («скачкообразное») изменение с высотой давления (на несколько процентов) на малом линейном масштабе. Мы рассматриваем именно такие «поверхности», полагая, что в идеализированном случае они представляют собой тонкую поверхность раздела между двумя жидкостями с разными, но близкими плотностями. В используемой нами модели атмосферы [7] плотность от видимого облачного слоя до глубин, соответствующих  $0.98 R_2$ , возрастает на три порядка; далее ( $R \rightarrow 0.765 R_2$ ) — только на один порядок, и около  $R \approx 0.765 R_2$  на кривой  $dp/dr$  снова наблюдается некоторый излом. Поэтому для рассматриваемого случая аппроксимируем атмосферу Юпитера эффективно вязкой несжимаемой жидкостью, заключенной между двумя жесткими поверхностями раздела: на  $R \approx R_2$  и  $R \approx 0.765 R_2$ .

Из уравнения неразрывности в предположении несжимаемой жидкости  $\nabla(\rho_0 \mathbf{u}_1) = 0$  следует, что в решении вида плоской волны (4) вектор скорости  $\mathbf{u}_1$  перпендикулярен волновому вектору. Значит все движения жидкости происходят параллельно поверхностям постоянной фазы. Для ВВВ изменения возмущающей части давления  $P_1$  и вектора скорости  $\mathbf{u}_1$  совпадают по фазе. Это приводит к тому, что волны создают ненулевой поток волновой энергии  $\mathbf{I} = P_1 \mathbf{u}_1 = (P - P_0) \mathbf{u}_1$ . Данный поток направлен, как и вектор скорости  $\mathbf{u}_1$ , параллельно поверхностям постоянной фазы, т. е. волновая энергия распространяется вдоль лучей, параллельных этим поверхностям.

Для источника с определенной частотой  $\omega$  все эти поверхности располагаются, как следует из (7), под определенным углом  $\theta$  к оси вращения. Поэтому вся волновая энергия, генерируемая в области источника возмущения заданной частоты  $\omega$ , также распространяется по поверхности двойного конуса с углом раствора  $2\theta$ . Причем для синусоидальных волн (4) в любой квазигомогенной системе групповая скорость волны  $u_g = d\omega/dk$  и будет скоростью распространения энергии.

Таким образом, силы Кориолиса приводят к появлению во вращающемся сферическом слое так называемых инерционных волн или ВВВ.

**Проявление ВВВ на поверхности видимого облачного слоя.** В случае длинных волн преобладают эффекты вращения. Как показано в [3], приближение длинных волн можно успешно применять к атмосфере Земли (не говоря уже о быстровращающихся планетах-гигантах), где нет фиксированной верхней границы. Единственное отличие от так называемого случая «твердой крышки» [3] заключается в том, что вместо дискретного множества инерционных мод существует непрерывный спектр частот.

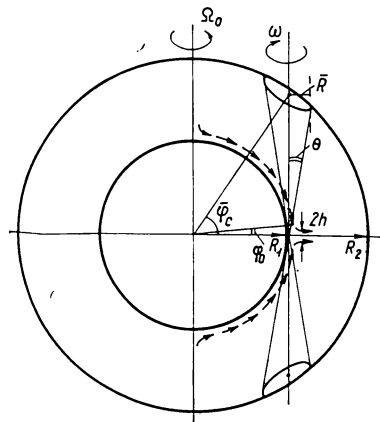
Инерционные моды — это перемещающиеся волны, каждая из которых распространяется по часовой и против часовой стрелки относительно оси вращения. Эксперименты и численные расчеты [5] показали, что мода, представляющая собой «твердое» вращение вокруг оси, отличной от оси вращения самой сферы, наиболее легко возбуждается. Достаточно иметь слабое импульсивное изменение в направлении оси вращения сферы, вращающейся вместе с окружающей ее жидкостью как твердое тело. Поэтому, если для атмосферы быстровращающейся планеты-гиганта (которую, как отмечалось, мы вправе аппроксимировать жидкостью, заключенной между двумя концентрическими сферами) существует определенное ограничение на частоту возбуждаемого каким-то путем возмущения, то в результате около «твердой» коры планеты на экваторе возникает набор конусообразных образований, которые на поверхности внешней сферы (верхняя граница облачного слоя) проявляются как циклические системы с восходящими (опускающимися) массами воздуха, т. е. системы антициклонических (циклонических) образований.

Следовательно, характер поворота вектора скорости с высотой (по часовой стрелке или против) можно использовать для того, чтобы отличить волны, распространяющиеся в атмосфере вверх и вниз.

Известно [3], что инерционные волны в верхней атмосфере Земли распространяются главным образом вверх. По аналогии можно предположить, что «цепочки» светлых овалов на Юпитере (т. е. антициклонических образований), вытянувшихся вдоль некоторых широт  $\varphi$ , — это видимое проявление распространяющихся вверх волновых возмущений. Тем более, что антициклонические облачные системы, расположенные на  $\varphi_1 \approx +47^\circ$  и  $\varphi_2 \approx -41^\circ$ , представляют собой самые высокоширотные зонально-организованные образования средних масштабов. Такие системы должны быть видны лишь на определенных широтах  $\varphi$  (расстояние от оси вращения планеты, на котором располагается источник возмущения, определяется  $\cos \varphi$ ). В нашем случае среднее значение планетографической широты белых облаков есть  $\overline{\varphi}_c = (|\varphi_1| + |\varphi_2|)/2 = 44^\circ$ . Используя уравнение, связывающее планетографическую и планетоцентрическую широты [1],

$$\operatorname{tg} \varphi_c = (R_2/R_2')^{-2} \operatorname{tg} \varphi_g, \quad (8)$$

где  $R_2' = 66\,770$  км,  $R_2 = 71\,400$  км (соответственно полярный и экваториальный радиусы Юпитера), определим среднюю планетоцентрическую широту светлых овалов:  $\overline{\varphi}_c \approx 40.2^\circ$ . Величина  $\cos \overline{\varphi}_c \approx 0.764$  с точностью до десятой доли процента совпадает с отношением радиусов нижней ( $R_1$ ) и верхней ( $R_2$ ) кромок видимого облачного слоя, вычисленным в [7] из предположения адиабатичности внутреннего строения планеты. Это может быть независимым подтверждением следующего: 1) ниже видимого облач-



Модель атмосферы Юпитера

ного слоя температура в атмосфере Юпитера изменяется с высотой практически по закону адиабаты; 2) светлые антициклонические овалы на широтах  $\varphi_1 \approx +47^\circ$  и  $\varphi_2 \approx -41^\circ$  представляют собой внешнее проявление квазипериодических возмущений, которые генерируются в экваториальной области Юпитера согласно рассмотренному механизму.

**Оценки кинематических величин и характерных масштабов.** Вычисление размеров светлых овалов, расположенных на широтах  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  в плоскости, перпендикулярной оси вращения, и в направлении от оси, даст их средние радиусы  $\bar{R} \approx 300 \pm 150$  км. С помощью рисунка, а также приняв во внимание то, что угол  $\theta$  малый, можно непосредственно вычислить синус полуугла раствора конуса, образованного распространяющимся возмущением с циклической частотой  $\omega$ :

$$\sin \theta \approx \bar{R} / (R_2 \sin \bar{\varphi}_c) \approx (3.3 \div 9.8) \cdot 10^{-3}, \quad (9)$$

где  $\bar{R} = 150 - 450$  км. С другой стороны, из проведенного гидродинамического исследования имеем

$$\sin \theta = \pm \omega / (2\Omega_0) = \pm T_{\mathcal{L}} / (2T_{\text{в}}), \quad (10)$$

где  $T_{\text{в}} = 2\pi/\omega$ ,  $T_{\mathcal{L}} = 2\pi/\Omega_0$  — периоды волны возмущения и обращения Юпитера вокруг оси соответственно. Выражения (9) и (10) позволяют определить периоды возмущений для приведенного интервала размеров светлых пятен на Юпитере:

$$T_{\text{в}} = |T_{\mathcal{L}} / (2\sin \theta)| \approx (50 \div 150) T_{\mathcal{L}}. \quad (11)$$

Следовательно, возмущения должны иметь периоды в 50—150 раз больше, чем период вращения планеты вокруг своей оси.

Измерения, выполненные к настоящему времени (см. в [9]), позволили обнаружить, что на среднюю зональную скорость некоторых пятен накладываются зональные колебания скорости с определенными амплитудами и периодами, входящими в вычисленный нами временной интервал (11). В частности, в [9] дано подробное описание темного пятна в южной компоненте NNTB у  $35.5^\circ$  северной широты, которое показывает хорошо заметные синусоидальные зональные колебания с амплитудой около 7000 км и периодом  $66.4 T_{\mathcal{L}}$ . Вычисления, проведенные по формулам (9)—(11), показывают, что такой период возмущения на данной широте характерен для пятна с  $\bar{R} = 290$  км. Эта величина практически совпадает со средним значением радиусов темных пятен, располагавшихся цепочкой в 1979 г. [16] на планетографической широте  $\varphi = +35.5^\circ$ .

Отметим, что Большому Красному пятну также присущи осцилляции зональной скорости с периодом  $T = 90 T_{\mathcal{L}}$  [9].

Из изложенного можно сделать вывод о том, что наблюдение различных движений на видимой поверхности облачного слоя планеты позволяет изучать процессы во внутренних слоях протяженных атмосфер планет-гигантов. В частности, можно использовать глобальные инерционные моды, моды давления и гравитации для независимого определения толщины атмосферы, количественного изучения изменения скорости вращения с глубиной, а также для исследования овальных облачных структур и их влияния на меридиональный градиент скорости облачных образований вблизи видимой поверхности облаков. В дальнейшем необходимо изучить взаимодействие распространяющейся ВВВ с основным зональным движением, поскольку именно это взаимодействие главным образом и определяет значительную часть процессов, происходящих в атмосфере на уровне верхней кромки облаков. Отметим, что если потери энергии ВВВ при ее взаимодействии с основным движением пренебрежимо малы, то эффект взаимодействия будет проявляться только в модуляции динамических и (или) кинематических параметров атмосферы на уровне видимого облачного слоя. Аналогичное исследование взаимодействия внутренней (ВВ) и поверхностной волны (ПВ) для океана на Земле [6] показало, что скорость перемещения максимумов плотности энергии соответствует групповой скорости ПВ, а расстояние между ними — длине волны ВВ.

Перенесем этот результат на случай атмосферы Юпитера. Здесь ВВВ формируется на экваторе на глубине  $R \approx 0.764 R_2$  и распространяется параллельно оси основного вращения. Она должна взаимодействовать с зональным движением на соответствующих широтах в южном и северном полушариях. Тогда «цепочки» светлых овалов на  $\varphi_1 =$

$= +47^\circ$  и  $\varphi_2 = -41^\circ$  следует представить как максимумы плотности энергии результирующей волны. Таких овалов в северном полушарии 11, в южном — 12. Для широтных кругов на  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  это дает среднее расстояние между циркуляционными структурами соответственно 29 830 и 29 850 км. Следовательно, имеем практически одну и ту же величину, которую и можно принять как длину внутренней волны во вращающейся жидкости.

Радиус Россби

$$R = (gH)^{1/2} / |f|, \quad (12)$$

где  $g$  — ускорение свободного падения;  $H$  — глубина атмосферы;

$$f = 2\Omega_0 \sin \varphi \quad (13)$$

— параметр Кориолиса, представляет собой линейный масштаб, на котором эффекты вращения становятся одними из самых важных. В атмосфере Юпитера на широтах  $\varphi_1$ ,  $\varphi_2$  величина  $R \approx 8 \cdot 10^4$  км. Для рассматриваемых выше ВВВ мы получили длину волны  $L = 3 \cdot 10^4$  км, сравнимую с радиусом Россби. Поэтому для волн такого масштаба с большой степенью точности применимо проведенное исследование в приближении длинных волн, где доминируют эффекты вращения.

**Эффективный коэффициент кинематической вязкости.** Длинные волны имеют частоту, близкую к инерционной  $f_n$  [3], которая в применении к планетной атмосфере совпадает с параметром Кориолиса  $f$ , определяемым по формуле (13). В то же время известно, что инерционный период

$$T_n = 2\pi / f_n = \pi / (\Omega_0 \sin \varphi) \quad (14)$$

соответствует половине периода маятника Фуко. Из (14) видно, что он изменяется с широтой. Причем на экваторе ( $\varphi = 0$ ) значение  $T_n$  становится бесконечно большим. Поэтому если инерционный период имеет некоторое конечное значение, то это может означать, что возмущение с наблюдаемым периодом возникает на некоторой, отличной от нуля широте  $\varphi_0$  (рисунок). Из формулы (14) имеем  $\varphi^0 = \arcsin [T_{\mathcal{L}} / (2T_n)] = \|T_n = (50 \div 150) T_{\mathcal{L}} \| \approx 0.2 \div 0.6^\circ$  для периодов, определяемых (11). По найденному значению  $\varphi_0$  вычислим толщину инерционного пограничного слоя, в котором происходит возбуждение инерционных колебаний рассмотренного типа:

$$h = R_1 \sin \varphi_0 \approx (190 \div 570) \text{ км}. \quad (15)$$

Полученная величина имеет важное значение, так как позволяет непосредственно определить ряд динамических и кинематических параметров атмосферы планеты, относящихся к ее глубинным слоям. В частности, предполагая применимость к атмосфере Юпитера теории пограничного слоя Шлихтинга [11], оценим для нее коэффициент кинематической вязкости по формуле

$$K_{\mathcal{L}} \approx h^2 \Omega_0 = \| h = 190 \div 570 \text{ км} \| = (0.6 \div 5.7) \cdot 10^{11} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (16)$$

Эта оценка совпадает с соответствующим значением, полученным нами в [2] ( $K_{\mathcal{L}} \leq \leq 1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ) из предположения, что первая неустойчивость типа вихрей Тейлора может быть ответственна за наблюдаемую полосатую структуру облачного слоя Юпитера.

**Заключение.** В настоящей работе показана принципиальная возможность образования в атмосферах планет-гигантов инерционных волн длиной порядка радиуса Россби. На основании гидродинамического исследования распространения волнового возмущения во вращающейся жидкости выполнена оценка ряда динамических и кинематических параметров и масштабов для атмосферы Юпитера: 1. Светлые антициклонические вихри на широтах  $\varphi_1 \approx +47^\circ$  и  $\varphi_2 \approx -41^\circ$  представляют собой внешнее проявление квазипериодических возмущений, которые генерируются в инерционном пограничном слое Юпитера в экваториальной области на глубине  $R \approx 0.765 R_2$ ; 2. Найденны пределы теоретических периодов волновых возмущений  $T_n \approx (50 \div 150) T_{\mathcal{L}}$  и показана возможность объяснения некоторых наблюдаемых характеристик облачных образований на основании гидродинамического исследования атмосферы планеты в приближении длинных волн; 3. Даны оценки толщины инерционного пограничного слоя, в котором происходит возбуждение инерционных колебаний в атмосфере Юпитера. Это позволило определить

эффективный коэффициент кинематической вязкости атмосферы  $K_2 \approx (0.6-5.7) \times 10^{11} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ .

1. Бибе Р. Метеорология Юпитера и Сатурна // Астрон. вестн.— 1984.— 18, № 4.— С. 263—271.
2. Видьмаченко А. П. Некоторые динамические параметры атмосферы Юпитера // Кинематика и физика небес. тел.— 1986.— 2, № 1.— С. 48—51.
3. Гил Л. Динамика атмосферы и океана.— М.: Мир, 1986.— Т. 1.— 397 с.
4. Голицын Г. С. Введение в динамику планетных атмосфер.— Л.: Гидрометеониздат, 1973.— 104 с.
5. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей.— Л.: Гидрометеониздат, 1975.— 304 с.
6. Дулов В. А., Кудрявцев В. Н. Об эффекте сильной амплитудной модуляции поверхностных волн нестационарной внутренней волной // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1984.— 20, № 3.— С. 295—299.
7. Жарков В. Н., Макалкин А. Б., Трубицын В. П. Модели Юпитера и Сатурна. II. Строение и состав // Астрон. журн.— 1974.— 51, вып. 6.— С. 1288—1297.
8. Лайтхилл Д. Волны в жидкостях.— М.: Мир, 1981.— 598 с.
9. Смит Б., Хант Дж. Движение и морфология облаков в атмосфере Юпитера // Юпитер.— М.: Мир, 1979.— Т. 2.— С. 433—459.
10. Стоун П. Метеорология атмосферы Юпитера // Там же.— С. 460—500.
11. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1969.— 742 с.
12. Busse F. H. A simple model convection in the Jovian atmosphere // Icarus.— 1976.— 29, N 2.— P. 255—260.
13. Gilman P. A. Model calculations concerning rotation at high solar latitudes and the depth of the solar convection zone // Astrophys. J.— 1979.— 23, N 1.— P. 284—292.
14. Glatzmaier G. A., Gilman P. A. Compressible convection in a rotating spherical shell. V. Induced differential rotation and meridional circulation // Astrophys. J.— 1982.— 256, N 1.— P. 316—330.
15. Ingersol A. P., Pollard D. Motion in the interiors and atmospheres of Jupiter and Saturn: scale analysis, anelastic equations, barotropic stability criterion // Icarus.— 1982.— 52, N 1.— P. 62—80.
16. Voyager encounters Jupiter.— Pasadena, California: NASA, 1979.— 40 p.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,  
Киев

Поступила в редакцию 20.01.87,  
после доработки 06.01.88

## РЕФЕРАТ ДЕПОНИРОВАННОЙ РУКОПИСИ

УДК 521.937

**СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШЕСТИЛЕТНИХ РЯДОВ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ ВРЕМЕНИ И ШИРОТЫ (1978.0—1984.0) / Корсунь А. А., Чолий В. Я., Вондрак Я., Костелецкий Я., Гефти Я., Пешек И., Гафтонок Н. В., Гожий А. В., Славинская А. А., Откидач Л. Н., Горшков В. Л., Попов А. А., Прудникова Е. Я., Малкин З. М., Щербакова Н. В., Костина Л. Д., Персиянинова Н. П., Ефремова Н. П., Калмыков А. М., Мансурова К. С., Язев А. И., Сергиенко С. А., Немо А. А., Розе Л. А., Розе Л. Ф., Туренко В. И., Турсунов О., Урасина И. А., Лапаева В. В.**

(Рукопись деп. в ВИНТИ; № 1288-В88)

Даны оценки точности среднегрупповых значений широт и поправок времени за шестилетний период наблюдений на 22 инструментах Евразийского региона. Все наблюдения, приведенные в единую систему астрономических постоянных МАС (1976) с учетом новой теории нутации (1980), редуцированы за земные и океанические приливы согласно рекомендациям стандартов MERIT. Представлены также данные о количестве наблюдений на каждом инструменте.