

УДК 523.4

А. В. Мороженко

Главная астрономическая обсерватория НАН Украины  
03680 ГСП, Киев, ул. Академика Заболотного, 27**Различие вертикальных структур облачных слоев  
планет-гигантов**

С помощью метода отклонения вертикальной структуры облачного слоя от условия однородности показано, что спектрофотометрические наблюдения Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна могут быть интерпретированы в модели одного вертикально неоднородного облачного слоя конечной оптической толщины, под которым расположен чисто газовый слой. Оптические толщины аэрозольной составляющей облачных слоев и параметра  $\beta$  на длине волны  $\lambda$  864 нм примерно равны:  $\tau_a = 8.7$ ,  $\beta = 0.00635$  при  $\ln Nl = -1.75$  ( $Nl$  — количество метана на луче зрения в км-амагат) для Юпитера; 13, 0.00530 при  $\ln Nl = -1.55$  для Сатурна; 1.1, 0.346 при  $\ln Nl = 2.53$  для Урана и 1, 0.235 при  $\ln Nl = 2.92$  для Нептуна. Кроме того, наблюдательные данные об интенсивности комбинационного спектра и зависимости  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  для полос поглощения метана могут быть интерпретированы только при значениях среднегеометрического радиуса частиц  $0.049 \pm 0.005$  мкм для Урана и  $0.069 \pm 0.007$  мкм для Нептуна; относительная концентрация метана составляет 0.010 и 0.027 соответственно. Использована модель: действительная часть показателя преломления равна 1.33, нормально-логарифмический закон распределения частиц по размерам при дисперсии размеров 0.1. Для всех планет на одном уровне в атмосфере рассчитаны спектральные значения параметра  $\beta$ , а также (в предположении, что действительная часть показателя преломления и значение среднегеометрического радиуса частиц не изменяются с глубиной) ориентировочные вертикальные профили параметров  $\beta(Nl)$  и  $\tau_a(Nl)$  на  $\lambda$  864 нм.

**РІЗНИЦЯ ВЕРТИКАЛЬНИХ СТРУКТУР ХМАРНИХ ШАРІВ ПЛАНЕТ-ГІГАНТІВ**, Мороженко О. В. — За допомогою методу відхилення вертикальної структури хмарного шару від умови однорідності показано, що спектрофотометричні спостереження Юпітера, Сатурна, Урана і Нептуна можуть інтерпретуватися в моделі одного вертикально неоднорідного хмарного шару кінцевої оптичної товщини, під яким розташовується чисто газовий шар. Значення оптичної товщини аерозольної складової хмарних шарів і параметра  $\beta$  на довжині хвилі  $\lambda$  864 нм становлять:  $\tau_a = 8.7$ ,  $\beta = 0.00635$  при  $\ln Nl = -1.75$  ( $Nl$  — кількість метану

на промені зору в км-амагат) для Юпітера; 13, 0.00530 при  $\ln Nl = -1.55$  для Сатурна; 1.1, 0.346 при  $\ln Nl = 2.53$  для Урана і 1, 0.235 при  $\ln Nl = 2.92$  для Нептуна. Крім цього, спостережні дані про інтенсивність комбінаційного спектру і залежності  $\ln(Nl/\tau_s)$  від  $\ln Nl$  для смуг поглинання метану можливо інтерпретувати лише при значеннях середньгеометричного радіуса частинок  $0.049 \pm 0.005$  мкм для Урана і  $0.069 \pm 0.007$  мкм для Нептуна; відносна концентрація метану складає 0.010 і 0.027 відповідно. Використана модель: дійсна частина показника заломлення дорівнює 1.33, нормально-логіарифмічний закон розподілу частинок за розмірами при дисперсії розмірів 0.1. Для всіх планет на одному рівні в атмосфері розраховані спектральні значення параметра  $\beta$ , а також (у припущенні, що дійсна частина показника заломлення і значення середньгеометричного радіуса частинок не змінюються з глибиною) орієнтовні вертикальні профілі параметрів  $\beta(Nl)$  і  $\tau_a(Nl)$  на  $\lambda$  864 нм.

*DIFFERENCE IN THE VERTICAL STRUCTURE OF CLOUD LAYERS OF GIANT PLANETS, by Morozhenko O. V. — Based on the deviation of the vertical structure of the cloud layer from the homogeneity condition determined from the analyses of spectrophotometric observations of Jupiter, Saturn, Uranus, and Neptune, we demonstrate that these observations may be interpreted within the scope of the model of a single optically inhomogeneous cloud layer of finite optical thickness with a pure gas layer below it. The optical thickness of a cloud layer aerosol and the parameter  $\beta$  at wavelength  $\lambda$  864 nm are:  $\tau_a = 8.7$ ,  $\beta = 0.00635$  at  $\ln Nl = -1.75$  ( $Nl$  is a amount of methane along the line-of-sight in km-amagat) for Jupiter; 13, 0.00530 at  $\ln Nl = -1.55$  for Saturn; 1.1, 0.346 at  $\ln Nl = 2.53$  for Uranus; and 1, 0.235 at  $\ln Nl = 2.92$  for Neptune. It was also shown for Uranus and Neptune that 1) the observational data on the combination spectrum intensity and the plots  $\ln(Nl/\tau_s)$  versus  $\ln Nl$  for the methane absorption bands can be interpreted only with a mean geometric radius of particles of  $0.049 \pm 0.005$   $\mu\text{m}$  for Uranus and  $0.069 \pm 0.007$   $\mu\text{m}$  for Neptune (with a real part of refractive index of 1.33 and the lognormal size distribution of particles and a size dispersion of 0.1 in the model) and 2) the methane mixing ratio is 0.010 for Uranus and 0.027 for Neptune. We calculated the spectral values of parameters  $\beta$  for all planets at the same atmospheric level as well as approximate vertical profiles of  $\beta(Nl)$  and  $\tau_a(Nl)$  at  $\lambda$  864 nm on the assumption that the real part of refractive index and the mean geometric radius of particles do not vary with depth.*

Определение ряда оптических параметров планетной атмосферы осуществляется из анализа наблюдательных данных о распределении яркости по диску планет в непрерывном спектре и в молекулярных полосах поглощения в рамках определенной модели вертикальной структуры облачного слоя. В различных работах используются модели различной сложности. Самой простой моделью оптически неоднородной атмосферы является двухслойная, согласно которой над горизонтально однородным полубесконечным газовой-аэрозольным слоем расположен оптически тонкий (по рассеивающей составляющей) чисто газовый слой.

Насколько нам известно, наиболее сложная модель атмосферы была использована в работе [21]. Кроме полубесконечного облачного слоя на уровне с давлением 4—6 бар\*, она предполагает еще два облачных слоя (с оптической толщиной около 1 и 12 соответственно на уровнях с давлением

\* 1 бар =  $10^5$  Па

100—250 и 400—800 мбар) и стратосферную дымку на высотах с давлением меньше 100 мбар. При этом предполагается, что модель вертикальной структуры в целом, а также отдельные ее облачные слои и их положение в атмосфере не изменяются по диску в восточно-западном направлении. В то же время сейчас имеются довольно веские основания сомневаться в справедливости такого предположения [3, 15, 17]. Поэтому не исключено, что необходимость усложнения модели вертикальной структуры в некоторых случаях обусловлена или реальной горизонтальной неоднородностью оптических свойств атмосферы, или эффектом псевдонеоднородности, который возникает при неучете, например, различия законов изменения концентрации молекул газа и концентрации аэрозоля с высотой (подробнее см. в [7]). Кроме того, усложнение модели, выбор оптических параметров и положения отдельных облачных слоев базируется, как правило, на интуиции исследователя, а не на достоверных фактах. Поэтому важно, чтобы анализу результатов спектрофотометрических измерений предшествовал базирующийся на объективных данных прогноз характера вертикальной структуры облачного слоя планетной атмосферы. Такой метод, названный методом отклонения вертикальной структуры от условия однородности, был предложен автором еще в 1984 г. [4] и уже применялся при анализе наблюдательных данных Юпитера, Урана и Нептуна [2—5, 7, 9, 10, 12]. В большинстве этих работ значения коэффициентов поглощения брались из работы [16].

Напомним, что в работе [12], где анализировались наблюдательные данные о спектральной отражательной способности в месте падения фрагмента К кометы Шумейкер—Леви 9 и невозмущенного места на той же параллели (20—21 июля 1994 г.), было получено, что на графической зависимости  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  прослеживался только один облачный слой, нижняя граница которого соответствовала  $\ln Nl \approx -2.5$  (давление около 1.6 бар). Здесь  $Nl/\tau_s$  — отношение количества метана  $Nl$  в км-амагат на луче зрения к рассеивающей составляющей оптической глубины  $\tau_s$ .

В более высоких слоях атмосферы прослеживалось резкое увеличение отношения  $Nl/\tau_s$  (примерно в 20 раз) при уменьшении  $\ln Nl$  примерно до  $-3.4$ , что говорит о том, что глубина формирования ядра полосы поглощения метана  $\lambda$  887 нм расположена несколько ниже верхней границы облачного слоя. Глубже этого облачного слоя, для  $\ln Nl > -2.5$ , расположен или чисто газовый, или разреженный газовой-аэрозольный слой. Примечательно, что признаков полубесконечного газовой-аэрозольного слоя не было обнаружено. Это не противоречит предположению о его наличии, а указывает только на то, что его верхняя граница находится ниже глубины формирования диффузно отраженного излучения в визуальном диапазоне длин волн.

Безусловно, этот метод не позволяет в деталях восстановить вертикальную структуру облачного слоя, поэтому мы были приятно удивлены, что прогноз работы [12] в основных чертах был подтвержден данными нефелометрического эксперимента на КА «Галилео», когда при спуске зонда производились измерения рассеянного облачной средой излучения с длиной волны  $\lambda = 904$  нм при фазовых углах 5.8, 16, 40, 70 и 178° в интервале давлений от 0.44 до 20 бар [20]. Приведенные в статье графические зависимости результатов эксперимента показывают, что нижняя граница облачного слоя приходится на высоту с давлением около 1.25 бар, коэффициент ослабления в котором уменьшается по мере уменьшения давления и достигает минимального значения примерно на 0.51 бар. При дальнейшем уменьшении давления сразу же проявляется второй менее мощный облачный слой, коэффициент ослабления в котором на высоте с давлением около 0.44 бар примерно в 10 раз меньше, чем на нижней границе нижнего облачного слоя.

Целью настоящей статьи является получение данных о различии вертикальных структур атмосфер всех четырех планет-гигантов. Для этого будут использованы приведенные в работе [18] наблюдательные данные о спектральных значениях геометрического альbedo дисков Юпитера, Сатурна, Урана и Нептуна, а также значения мономатрических коэффициентов поглощения метана.

Напомним, что упомянутый метод состоит в построении графической зависимости  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  в контурах различных полос поглощения метана. Здесь  $Nl$  — количество метана на луче зрения, а  $\tau_s$  — рассеивающая составляющая эффективной оптической глубины ( $\tau_{эф}$ ) формирования диффузно отраженного однородным полубесконечным слоем излучения, значения которых определяются по данным об альbedo однократного рассеяния в молекулярной полосе поглощения  $\omega_v$  и непрерывном спектре  $\omega_c$ :

$$Nl/\tau_s = [(1/\omega_v) - (1/\omega_c)]/k_v = [(\tau_v + \tau_c)/\tau_s - (\tau_c/\tau_s)]/k_v, \quad (1)$$

$$NL = (Nl/\tau_s)\tau_{эф}\omega_v. \quad (2)$$

Здесь  $k_v$  — мономатрический коэффициент поглощения метана, а  $\tau_v$  и  $\tau_c$  — обусловленные поглощением в молекулярной полосе и непрерывном спектре составляющие эффективной оптической глубины. Спектральные значения  $\omega$  определяются из сравнения наблюдаемых значений отражательной способности с рассчитанными для модели оптически однородного полубесконечного слоя. Метод расчета  $\tau_{эф}$  описан в работе [12].

Поскольку ранее было показано, что форма упомянутых графических зависимостей не зависит от принимаемой формы индикатрисы рассеяния, то для всех четырех планет будут использованы модельные расчеты для релейской индикатрисы рассеяния. Для Юпитера и Сатурна спектральные значения  $\tau_c/\tau_s$  определялись из значений  $\omega_c$  на длинах волн  $\lambda = 415$  и  $517$  нм аппроксимационными выражениями

$$(\tau_c/\tau_s)_\lambda = 0.0907(\lambda/\lambda_0)^{-5.28} \quad \text{для Юпитера}, \quad (3)$$

$$(\tau_c/\tau_s)_\lambda = 0.247(\lambda/\lambda_0)^{-7.60} \quad \text{для Сатурна}, \quad (4)$$

а  $\lambda_0 = 415$  нм. Для Урана и Нептуна при  $\lambda > 500$  нм принималось значение  $(\tau_c/\tau_s)_\lambda = 0$ .

Полученные графические зависимости  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  для атмосфер этих планет показаны на рис. 1, 2. Поскольку на графических зависимостях Юпитера и Сатурна для  $-0.6 < \ln Nl < 2$  наблюдается линейное увеличение  $\ln(Nl/\tau_s)$  с  $\ln Nl$ , то на рис. 1 наблюдаемые данные приведены только для  $\ln Nl < -0.6$ . Наблюдаемый разброс точек, особенно большой для графических зависимостей атмосферы Юпитера на длинах волн  $\lambda\lambda 887$  и  $727$  нм, обусловлен, вероятнее всего, ошибками спектрофотометрических измерений, из-за неполного учета теллурических полос поглощения и т. п. Свидетельством тому служит то, что на зависимостях  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  для длин волн  $\lambda\lambda 727$  и  $887$  нм верхние значения  $\ln(Nl/\tau_s)$  соответствуют интервалам длин волн  $\lambda\lambda 720$ — $725$  и  $\lambda > 890$  нм, на которые приходятся теллурические полосы поглощения водяных паров.

Отметим, что в соответствии с работами [6, 11], в которых по спектрополяриметрическим измерениям были определены значения  $Nl$  и  $\tau_T$  над поясами EZ, NEB и SEB, следует, что для чисто газового оптически однородного надоблачного слоя  $\ln(Nl/\tau_R) = 1.14$  для длины волны  $\lambda = 864$  нм. В случае, когда относительная концентрация метана, а значит и

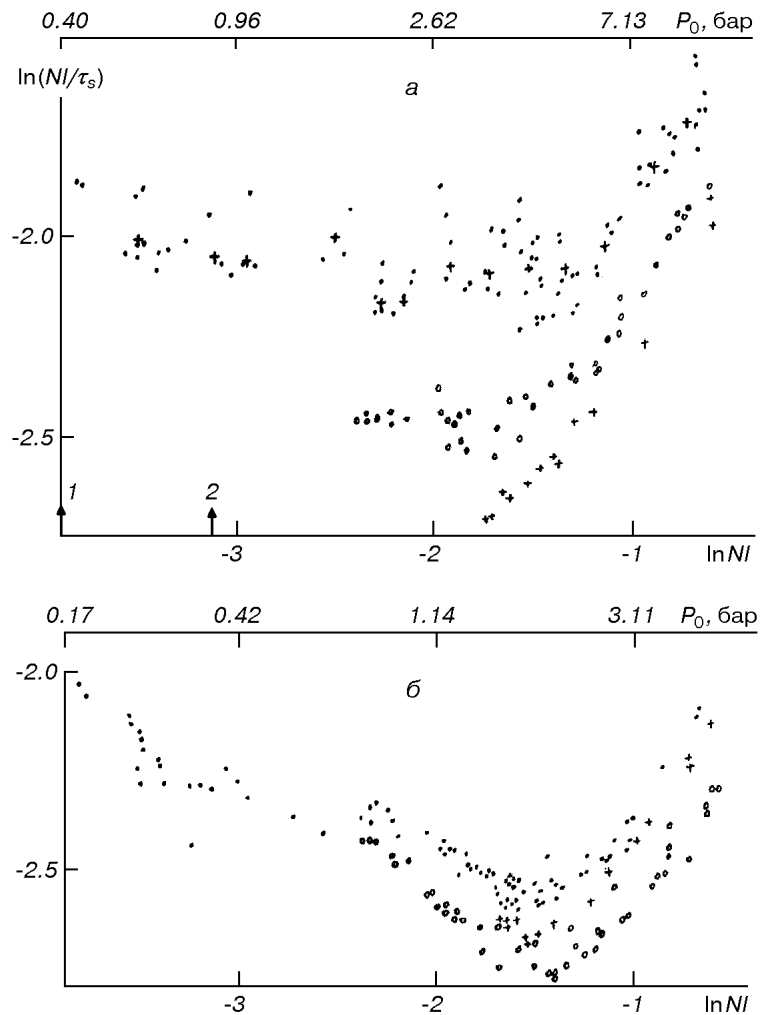


Рис. 1. Графическая зависимость  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  для Юпитера (а) и Сатурна (б). Точки — полоса поглощения метана  $\lambda$  887 нм, кружки —  $\lambda$  727 нм, крестики —  $\lambda$  619 нм. Вертикальная стрелка 1 относится к верхней границе облачного слоя EZ, 2 — NEB и SEB. Для длин волн  $\lambda$  727 и 887 нм соответственно точками и крестиками показаны усредненные в пределах  $\Delta \ln Nl = 0.1$  значения  $\ln(Nl/\tau_s)$

отношения  $Nl/\tau_R$ , не зависят от глубины, атмосферное давление рассчитывается по выражению

$$p_0(Nl) = p_0([Nl]_0)Nl/(Nl)_0, \quad (5)$$

где  $p_0([Nl]_0)$  — давление на уровне с количеством метана  $(Nl)_0$ , для которых взяты оценки для надоблачного слоя Экваториальной зоны [6, 11]. Для чисто газового слоя атмосферы Сатурна значение отношения  $Nl/\tau_R$  принималось таким же, как и для Юпитера, а также предполагалась его независимость от высоты. Поскольку при вычислении количества метана на луче зрения используются значения монохроматических коэффициентов поглощения в единицах  $(\text{км-аматг})^{-1}$ , шкала  $p_0$  на этих рисунках соответствует значению земного ускорения силы тяжести. Наконец, найденное из выражения (2) эффективное количество метана может не соответствовать величине  $Nl$ , найденной, например, для надоблачного слоя из анализа спектрополяриметрических наблюдений. Дело в том, что, как было показа-

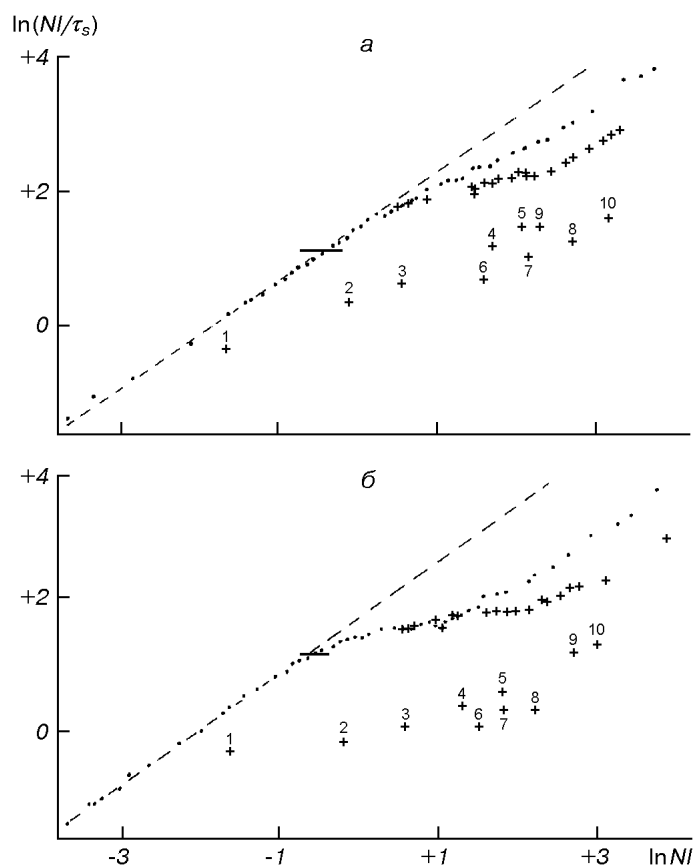


Рис. 2. Усредненные графические зависимости на  $\lambda\lambda$  887, 864, 842, 727, 702 и 619 нм (точки) и для  $\lambda$  543 нм (крестики) для Урана (а) и Нептуна (б). 1 —  $\lambda$  543 нм, 2 —  $\lambda$  619 нм, 3 —  $\lambda$  727 нм, 4 —  $\lambda$  887 нм. 1 —  $\lambda$  727 нм, 2 —  $\lambda$  619 нм, 3 —  $\lambda$  543 нм, 4 —  $\lambda$  576 нм, 5 —  $\lambda$  596 нм, 6 —  $\lambda$  485 нм, 7 —  $\lambda$  510 нм, 8 —  $\lambda$  522 нм, 9 —  $\lambda$  441 нм и 10 —  $\lambda$  460 нм. Горизонтальная линия соответствует  $\ln(Nl/\tau_R) = 1.14$  на  $\lambda$  864 нм

но в работе [14], использованный здесь метод вычисления  $\tau_{эф}$  дает очень большую (даже до 100 %) относительную погрешность. Поэтому необходимо с осторожностью относиться к данным о начале отсчета шкал  $\ln Nl$  и  $p_0$ .

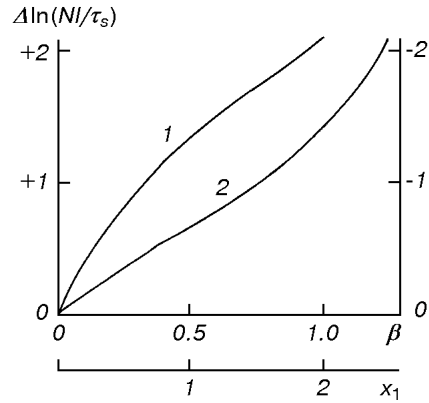
Сразу оговоримся, что приведенные рисунки дают лишь качественное представление зависимостей  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$ , что обусловлено в первую очередь использованием заведомо ошибочной формы индикатрисы рассеяния и неучетом ее изменения с глубиной.

Как было показано ранее (см. [7]), оцениваемое значение  $Nl/\tau_s$  сильно зависит от формы индикатрисы рассеяния. Так, в случае двухпараметрической индикатрисы Хеньи—Гринштейна со значением параметров  $g_2 = -0.25$ ,  $g_1 = 0.9$  и  $a = 0.938$  это отношение примерно в 20 раз меньше, чем при релеевской индикатрисе. В то же время оцениваемое значение  $Nl$  изменяется очень слабо (5—10 %). Поэтому даже в идеальном случае, когда функция распределения частиц по размерам не изменяется с глубиной, за счет различия вертикальных распределений объемных концентраций газа и аэрозоля будет изменяться с глубиной значение параметра

$$\beta = \tau_r / (\tau_r + \tau_a) \quad (6)$$

(г — газ, а — аэрозоль), а значит и форма индикатрисы рассеяния

Рис. 3. Относительное изменение отношения  $Nl/\tau_s$  при изменении параметра  $\beta$  (1 — шкала ординат слева) и  $x_1$  (2 — шкала ординат справа). Оценка при  $\beta = 0$  относится к индикатрисе рассеяния с  $x_1 = 2.49$



$$\chi(\alpha, \lambda) = \beta(\lambda)\chi_r(\alpha) + [1 - \beta(\lambda)]\chi_a(\alpha, \lambda). \quad (7)$$

Представление о величине таких изменений можно сделать из рис. 3, на котором приведена графическая зависимость  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\beta$  и  $x_1$ . Оценка при  $\beta = 0$  получена для двухпараметрической индикатрисы Хеньи—Гринстейна со значением параметров  $g_2 = -0.25$ ,  $g_1 = 0.9$  и  $a = 0.938$ , при которой первый коэффициент  $x_1$  разложения индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра равен 2.49.

Теперь, анализируя графические зависимости рис. 1, 2 сделаем прогноз вероятной вертикальной структуры этих планет, а также оценим некоторые параметры их атмосфер.

**ЮПИТЕР.** Как видно из рис. 1, а, графические зависимости  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  для различных длин волн смещены не только по шкале  $\ln(Nl/\tau_s)$ , но и  $\ln Nl$ , возможными причинами чего (кроме спектральных изменений  $\tau_s$  и  $x_1$ ) могут быть ошибки используемых значений  $k_v$  и наложение неучитываемых неизвестных поглощающих составляющих, в том числе и некорректный учет поглощения в непрерывном спектре. Как следует из выражений (1) и (2), ошибка значений  $k_v$  приводит к изменению значений  $\ln(Nl/\tau_s)$  и  $\ln Nl$ , которые имеют одинаковый знак и величину. Поэтому методом достижения наилучшего совмещения графических зависимостей  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  для длин волн  $\lambda$  887, 842, 727, 702 и 619 нм с соответствующей зависимостью для  $\lambda = 864$  нм были получены поправки

$$\Delta \ln(Nl/\tau_s) = \ln(Nl/\tau_s)_{864} - \ln Nl_\lambda, \quad (8)$$

$$\Delta \ln Nl = \ln Nl_{864} - \ln Nl_\lambda, \quad (9)$$

которые приведены в табл. 1.

Таблица 1. Смещения графических зависимостей  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  для Юпитера относительно зависимости для  $\lambda = 864$  нм

$\lambda$ , нм	$\Delta \ln(Nl/\tau_s)$	$\Delta \ln Nl$
887	-0.13	0.00
842	0.06	0.00
727	0.26	0.11
702	0.21	0.00
619	0.52	0.24
597	0.28	0.00
576	0.29	0.00
543	0.43	0.00

Таблица 2. Зависимость величин  $\ln(NI/\tau_s)$ , параметра  $\beta$  и  $\tau_a$  от  $\ln NI$

$\ln NI$	$\ln NI/\tau_s$	$\beta$	$\tau_a$	$\ln NI$	$\ln NI/\tau_s$	$\beta_a$	$\tau_a$
Юпитер				Сатурн			
+2.34	+1.15	0.432	4.34	+1.56	-0.24	0.0614	23.3
2.03	0.81	0.210	9.16	1.30	0.30	0.0573	19.3
1.94	0.79	0.210	8.37	1.11	0.53	0.0442	21.0
1.72	0.51	0.135	11.4	0.93	0.65	0.0392	19.9
1.61	0.43	0.115	12.3	0.74	0.93	0.0290	22.4
1.47	0.33	0.100	12.5	0.52	0.99	0.0271	18.0
1.34	0.13	0.0805	14.0	0.45	1.07	0.0250	16.8
1.25	+0.07	0.0721	14.4	0.37	1.36	0.0183	16.5
1.17	-0.03	0.0643	15.0	0.27	1.27	0.0202	20.3
1.00	0.14	0.0533	15.4	0.14	1.57	0.0148	24.5
0.96	0.18	0.0539	14.7	+0.05	1.54	0.0153	21.7
0.64	0.51	0.0369	15.8	-0.05	1.55	0.0151	19.8
0.52	0.61	0.0330	15.8	0.11	1.59	0.0146	19.3
0.33	0.82	0.0283	15.3	0.24	1.85	0.0111	22.7
0.29	0.85	0.0252	16.5	0.42	1.92	0.0104	22.0
0.15	0.96	0.0202	18.0	0.56	2.06	0.00900	20.1
+0.05	1.08	0.0196	16.8	0.65	2.25	0.00745	22.2
-0.03	1.08	0.0196	15.5	0.75	2.27	0.00730	20.5
0.18	1.28	0.0162	16.2	0.86	2.28	0.00727	18.5
0.25	1.37	0.0148	16.6	0.94	2.34	0.00681	18.2
0.35	1.40	0.0143	15.5	1.08	2.43	0.00616	17.5
0.40	1.51	0.0128	16.5	1.15	2.50	0.00580	17.4
0.56	1.60	0.0117	15.4	1.27	2.52	0.00568	15.7
0.65	1.68	0.0108	15.3	1.34	2.56	0.00541	15.4
0.76	1.76	0.00995	14.9	1.44	2.58	0.00535	14.1
0.83	1.79	0.00966	14.3	1.55	2.59	0.00530	12.7
0.93	1.88	0.00847	14.8	1.65	2.55	0.00552	11.1
1.05	1.99	0.00799	13.9	1.73	2.54	0.00557	10.1
1.16	2.07	0.00723	13.8	1.85	2.50	0.00580	8.62
1.27	2.09	0.00708	12.6	1.95	2.47	0.00598	7.56
1.38	2.14	0.00674	11.9	2.06	2.42	0.00628	5.95
1.46	2.15	0.00667	10.0	2.14	2.36	0.00667	5.55
1.54	2.17	0.00660	10.1	2.27	2.33	0.00687	4.78
1.65	2.11	0.00694	8.79	2.34	2.36	0.00667	4.59
1.75	2.20	0.00635	8.70	2.66	2.46	0.00604	3.68
1.86	2.18	0.00647	7.65	3.06	2.28	0.00723	2.06
1.93	2.13	0.00681	6.77	3.24	2.29	0.00715	1.74
2.08	2.17	0.00660	6.01	3.40	2.25	0.00745	1.42
2.12	2.17	0.00660	5.78	3.56	2.18	0.00799	1.13
2.26	2.20	0.00635	5.22	-3.80	-2.04	0.00919	0.771
2.46	2.13	0.00681	3.98				
3.07	2.18	0.00647	2.28				
3.35	2.16	0.00663	1.68				
3.44	2.17	0.00660	1.54				
3.52	2.17	0.00660	1.42				
-3.80	-1.99	0.00799	0.888				

Приняв за базовую графическую зависимость для  $\lambda = 864$  нм, с учетом этих смещений была получена усредненная в интервалах  $\Delta \ln NI = 0.1$  зависимость  $\ln(NI/\tau_s)$  от  $\ln NI$  (табл. 2). Для большинства точек погрешность величины  $\ln(NI/\tau_s)$  составляет  $\pm 0.02$ .

Явная неравномерность изменения  $\ln NI$  обусловлена ограниченностью наблюдательных точек в том или ином интервале этой величины. Некоторые данные в таблице относятся только для одной точки в контуре полосы поглощения. Естественно, что в этом случае будет несколько большей и погрешность величины  $\ln(NI/\tau_s)$ .

По данным табл. 2 оценены еще смещения  $\ln(NI/\tau_s)$  для центров полос поглощения  $\lambda\lambda$  597, 576 и 543 нм, которые также приведены в табл. 1.



Как видно из рис. 1, *a* и табл. 2, на этих зависимостях не проявляется обнаруженная нефелометрическим экспериментом [20] узкая прослойка с пониженной концентрацией аэрозоля вокруг уровня с давлением 0.51 бар. Основной причиной этого можно считать наблюдаемый на рис. 1 большой разброс точек и недостаточная точность оценок  $\ln(Nl/\tau_s)$ . Для ее проявления необходимо использовать высокоточные наблюдательные данные (хотя бы с погрешностью относительных измерений в контурах полос поглощения не больше 0.5 %) в расширенном в ИК-область спектра (до 2 мкм) спектральном интервале, а также высокоточных контуров значений  $k_p$ .

Теперь по данным табл. 2 оценим значения параметра  $\beta$ . Предполагая, что относительная концентрация метана не изменяется с глубиной, а  $\ln(Nl/\tau_R) = 1.14$  для  $\lambda = 864$  нм, то в соответствии с выражением (6) получим

$$\beta = \exp[\ln(Nl/\tau_s) - \ln(Nl/\tau_R)]. \quad (10)$$

Поскольку данные табл. 2 получены в предположении релеевской индикатрисы рассеяния, то первоначально они, в соответствии с графической зависимостью рис. 3, исправлялись за значение коэффициента  $x_1$

$$\ln(Nl/\tau_s)_{x_1} = \ln(Nl/\tau_s)_{x_1=0} - \Delta \ln(Nl/\tau_s)_{x_1}. \quad (11)$$

Первоначально, используя значение  $x_1 = 2.29$  на  $\lambda = 864$  нм, которое отвечает индикатрисе рассеяния [19], оценивалось исходное значение параметра  $\beta$ . После этого с помощью выражения

$$x'_1 = x_1(1 - \beta) \quad (12)$$

уточнялось значение этого коэффициента и переоценивался параметр  $\beta$ . Иногда приходилось несколько раз проводить такую коррекцию, пока не получались окончательные оценки.

Поскольку параметр  $\beta$  отображает относительную роль газовой составляющей в индикатрисе и альbedo однократного рассеяния газовой-аэрозольной среды, важно убедиться в его достоверности. Для такой проверки могли бы служить данные анализа деталей комбинационного спектра [8, 9]. Оценим значения параметра  $\beta$  для длин волн короче 400 нм с помощью метода [8, 9].

Для расчетов примем модель однородной газовой-аэрозольной среды и будем учитывать комбинационное рассеяние, которое обусловлено стоксовыми вращательными  $O(2)$ ,  $S(0)$ ,  $S(1)$  и колебательным  $Q_1(1)$  переходами. Для количества водорода в орто ( $N_1$ ) и пара-состояниях ( $N_0$ ,  $N_2$ ) брались значения 0.23, 0.72 и 0.05 соответственно.

С учетом комбинационного рассеяния выражение для альbedo однократного рассеяния имеет вид

$$\omega = \frac{D + a}{A + a + b}, \quad (13)$$

где

$$A = 1 + [N_0\tau_{S(0)} + N_1\tau_{S(1)} + N_2\tau_{O(2)} + \tau_{Q_1(1)}]/\tau_R, \quad (14)$$

$$D = 1 + \{[N_0\tau_{S(0)} + N_2\tau_{O(2)}]f_{\lambda_1} + N_1\tau_{S(1)}f_{\lambda_2} + \tau_{Q_1(1)}f_{\lambda_3}\} / (f_{\lambda_0}\tau_R), \quad (15)$$

$$b = \tau_k/\tau_R, \quad (16)$$

$$a = \tau_{a,s}/\tau_R, \quad (17)$$

а  $f_{\lambda_1}$ ,  $f_{\lambda_2}$ ,  $f_{\lambda_3}$ ,  $f_{\lambda_0}$  — спектральные значения энергии Солнца в длинах волн, которые соответствуют положениям вращательных  $S(0) + O(2)$ ,  $S(1)$  и

Таблица 3. Значения  $D(\lambda)$  для Юпитера, Сатурна и Урана

$\lambda$ , нм	Юпитер	Сатурн	Уран	$\lambda$ , нм	Юпитер	Сатурн	Уран
354	1.0119	1.0198	1.0192	378	1.0203	1.0188	1.0185
355	1.0230	1.0227	1.0214	379	1.0259	1.0224	1.0218
356	1.0217	1.0214	1.0203	380	1.0222	1.0223	1.0220
357	1.0279	1.0277	1.0267	381	1.0226	1.0228	1.0218
358	1.0336	1.0332	1.0318	382	1.0310	1.0316	1.0292
359	1.0310	1.0305	1.0291	383	1.0474	1.0488	1.0438
360	1.0213	1.0210	1.0198	384	1.0351	1.0356	1.0336
361	1.0276	1.0275	1.0267	385	1.0235	1.0247	1.0237
362	1.0241	1.0242	1.0238	386	1.0322	1.0326	1.0308
363	1.0178	1.0180	1.0181	387	1.0252	1.0249	1.0262
364	1.0254	1.0259	1.0242	388	1.0208	1.0207	1.0207
365	1.0238	1.0234	1.0221	389	1.0202	1.0199	1.0206
366	1.0173	1.0169	1.0158	390	1.0227	1.0229	1.0219
367	1.0198	1.0197	1.0190	391	1.0169	1.0171	1.0161
368	1.0211	1.0254	1.0202	392	1.0198	1.0203	1.0183
369	1.0227	1.0224	1.0212	393	1.0418	1.0425	1.0398
370	1.0188	1.0186	1.0178	394	1.0308	1.0308	1.0301
371	1.0256	1.0251	1.0239	395	1.0214	1.0218	1.0199
372	1.0288	1.0284	1.0270	396	1.0262	1.0267	1.0254
373	1.0257	1.0254	1.0243	397	1.0549	1.0562	1.0514
374	1.0304	1.0302	1.0285	398	1.0176	1.0177	1.0170
375	1.0334	1.0331	1.0318	399	1.0114	1.0110	1.0120
376	1.0264	1.0261	1.0251	400	1.0164	1.0165	1.0159
377	1.0252	1.0230	1.0224				

колебательного  $Q_1(1)$  переходов комбинационного рассеяния, а также релеевскому рассеянию соответственно. Оптические толщины  $\tau_{S(0)}$ ,  $\tau_{O(2)}$ ,  $\tau_{S(1)}$ ,  $\tau_{Q_1(1)}$  обусловлены соответственно этими переходами. Величина  $A$  зависит только от температуры, а  $D$  — от температуры и длины волны. Оказалось, что  $A = 1.0259$  и  $D(\lambda)$  имеют практически одинаковые значения для чисто водородной атмосферы и атмосферы с молярными концентрациями водорода (0.86) и гелия (0.14). Значения  $D(\lambda)$  для Юпитера, Сатурна и Урана приведены в табл. 3. Отношение  $D(\lambda)/A$  для Нептуна приведены в работе [9].

В соответствии с (13) на длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , которые отвечают положениям сдвинутой комбинационным рассеянием фраунгоферовой линии и ее «духа», можно записать систему уравнений

$$[D(\lambda_1)/\omega(\lambda_1)] - A = b(\lambda_1) + a(\lambda_1)[1 - 1/\omega(\lambda_1)], \quad (18)$$

$$[D(\lambda_2)/\omega(\lambda_2)] - A = b(\lambda_2) + a(\lambda_2)[1 - 1/\omega(\lambda_2)]$$

с которой, пренебрегая спектральной зависимостью  $b(\lambda)$  и  $a(\lambda)$  в достаточно узком интервале длин волн, легко определить их значения.

Если учесть относительно малую амплитуду эффектов комбинационного рассеяния и то, что: 1) спектральные значения геометрического альbedo определены с ошибкой; 2) при низкодисперсной спектрофотометрии наблюдаемые значения  $\lambda_i$  только приближенно будут соответствовать реальным положениям фраунгоферовых линий и их «духов»; 3) в действительности параметры  $b(\lambda)$  и  $a(\lambda)$  зависят от  $\lambda$  в работе [9] было предложено использовать систему условных уравнений. При их составлении требуется выполнение условия, чтобы в интервал длин волн попадало два-три подынтервала длин волн с «духами» или слабо искаженными ( $D/A < 1$ ) комбинационным рассеянием и один-два интервала со смещенными комбинационным рассеянием линий ( $D/A > 1$ ). Тогда система (18) сведется к системе

$$\begin{aligned} \Sigma [D(\lambda_1)/\omega(\lambda_1)]/n - A &= b(\lambda) + a(\lambda)\Sigma [1 - 1/\omega(\lambda_1)]/n, \\ \Sigma [D(\lambda_2)/\omega(\lambda_2)]/m - A &= b(\lambda) + a(\lambda)\Sigma [1 - 1/\omega(\lambda_2)]/m, \end{aligned} \quad (19)$$

где  $n, m$  — количество точек, из которых формируется условное уравнение. Здесь будем использовать два интервала длин волн  $\lambda\lambda$  390—400 нм и 354—367 нм, куда попадают по две сильные фраунгоферовы линии  $K, H$  Ca и  $N, M$  соответственно. Поскольку отношение  $\tau_a/\tau_R$  сильно зависит от принятой в модельных расчетах формы индикатрисы рассеяния [8], то предварительно значения параметра  $\beta(864)$  для двух уровней в атмосфере ( $\ln Nl = -3.80$  и  $-1.75$ ) с помощью выражения

$$\beta(\lambda) = \{1 + ([1/\beta(864)] - 1)[\sigma_a(\lambda)/\sigma_a(864)](\lambda/864)^4\}^{-1} \quad (20)$$

были пересчитаны на длины волн  $\lambda\lambda = 395$  и  $360$  нм, что позволило найти соответствующие значения коэффициента  $x'_1$  (табл. 4). Для спектральных значений полидисперсного коэффициента рассеяния и  $x_1(\lambda)$  использовались данные работы [9].

Определенные при решении системы уравнений (19) значения отношений  $\tau_a/\tau_R$  и  $\tau_c/\tau_R$  дали возможность оценить значения параметров  $\beta^k(\lambda)$  и  $\omega_a(\lambda)$ , которые также приведены в табл. 4. Если учесть неопределенность положения уровня эффективного формирования диффузно отраженного в УФ-лучах излучения, то можно считать, что две оценки параметра  $\beta$  хорошо согласуются. Это указывает еще и на то, что приведенные в [19] спектральные значения полидисперсного коэффициента рассеяния и индикатрисы рассеяния близки к реальным.

Легко убедиться, что полученные  $\omega_a(\lambda)$  соответствуют спектральной зависимости  $(\tau_c/\tau_a)_\lambda$ , показатель аппроксимационного выражения (3) в которой равен  $-5.65$  вместо  $-5.28$  для спектрального интервала  $\lambda\lambda$  415—517 нм.

Итак, в качестве первого приближения данные табл. 2 можно дополнить спектральными значениями параметра  $\beta$  и аэрозольной (рассеивающей) составляющей оптической толщины  $\tau_a$  на уровне с  $\ln Nl = -1.75$  (табл. 5).

Таблица 4. Сравнение значений параметра  $\beta$

$\lambda$	$\ln Nl = -3.70$			$\ln Nl = -1.75$			
	$\beta$	$x'_1$	$\beta^k$	$\beta$	$x'_1$	$\beta^k$	$\omega_a$
864	0.00799	—	—	0.00635	—	—	—
395	0.119	2.09	0.108	0.0774	2.19	0.0945	0.9734
360	0.133	2.07	0.134	0.108	2.13	0.123	0.9559

Таблица 5. Значения  $\beta(\lambda)$  и  $\tau_a(\lambda)$  на уровне с  $\ln Nl = -1.75$  ( $Nl$  в км-амагат)

$\lambda, \text{ мкм}$	$\beta$	$\tau_a$
1.08	0.0030	6.68
0.98	0.0046	7.69
0.88	0.0059	8.77
0.80	0.0076	9.86
0.72	0.0105	10.9
0.59	0.0196	12.8
0.48	0.0393	14.3
0.40	0.0741	15.2
0.32	0.162	15.3

Следует отметить, что по полученным значениям параметра  $\beta$  невозможно оценить значения объемного коэффициента рассеяния среды и концентрации аэрозольных частиц на данном уровне, потому что в модели вертикально неоднородной атмосферы не выполняется равенство

$$\tau_r/(\tau_r + \tau_a) = \sigma_r(Nl)/[\sigma_r(Nl) + \sigma_a(Nl)]. \quad (21)$$

Наконец, в предположении, что индикатриса рассеяния не изменяется с глубиной, т. е. что  $x_1$  аэрозольных частиц остается равным 2.29, оценим аэрозольную рассеивающую составляющую эффективной оптической толщины облачного слоя на различных значениях  $\ln Nl$  в длине волны  $\lambda = 864$  нм

$$\tau_a = [(1/\beta) - 1]\exp[\ln Nl - 1.14], \quad (22)$$

которые также приведены в табл. 5.

Как видно из рис. 1, *a* и табл. 2, нижняя граница облачного слоя, вероятнее всего, находится на  $\ln Nl \approx +0.40$ , а примерное постоянство  $\tau_a$  до  $\ln Nl \approx 1.0$  можно объяснить тем, что ниже этого уровня атмосфера является практически чисто газовой. В то же время наблюдаемое в таблице уменьшение оптической толщины в более глубоких слоях атмосферы (с  $\ln Nl > 0.4$ ) противоречит здравому смыслу, потому что даже при чисто газовом подоблачном слое оптическая толщина должна незначительно увеличиваться с увеличением  $\ln Nl$ . Такой эффект присущ и для других планет. Он вероятнее всего, обусловлен заниженными значениями монохроматического коэффициента поглощения метана в крыльях полос поглощения, о чем подробнее речь будет в конце статьи.

**САТУРН.** Как и для Юпитера, зависимости  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  для Сатурна (рис. 1, *б*) показывают смещение по обеим координатам. Соответствующие значения смещений приведены в табл. 6.

Усредненные значения  $\ln(Nl/\tau_s)$ , погрешность которых в большинстве случаев также составляет  $\pm 0.02$ , а также оцененные по ним значения  $\beta(Nl)$  и  $\tau_a(Nl)$  для  $\lambda = 864$  нм приведены в табл. 2.

По описанной выше методике для атмосферы Сатурна также были оценены значения параметра  $\beta(864)$  и  $\tau_a$  на различных уровнях (табл. 2). Для относительной концентрации метана принималось такое же значение, как и для атмосферы Юпитера, т. е. полагалось, что  $\ln(Nl/\tau_R)$  не зависит от глубины и равно 1.14 на  $\lambda = 864$  нм. Данные о спектральных значениях  $x_1$  и  $\sigma_a(\lambda)$  брались из [1]. Как и для Юпитера, здесь при больших значениях  $\ln Nl$  наблюдается незначительное уменьшение оптической толщины.

При оценке параметра  $\beta$  по данным о деталях комбинационного рассеяния для количества водорода в орто- и пара-состояниях брались значения 0.31, 0.67 и 0.02, при которых  $A = 1.0257$  [8].

Таблица 6. Смещения графических зависимостей  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  для Сатурна относительно зависимости для  $\lambda = 864$  нм

$\lambda$ , нм	$\Delta \ln(Nl/\tau_s)$	$\Delta \ln Nl$
887	0.0	0.0
842	-0.04	0.0
727	+0.12	+0.05
702	+0.18	-0.02
619	+0.07	+0.03
597	-0.09	0.0
576	-0.14	0.0
543	-0.24	0.0

Таблица 7. Сравнение значений параметра  $\beta$  для Сатурна

$\lambda$ , нм	$\beta$	$x_1'$	$\beta^k$	$\beta$	$x_1'$	$\beta^k$	$\omega_a$	$n_i$
	lnNI = -3.80			lnNI = -1.55				
864	0.00919			0.00530			0.99792	0.000059
517				0.0430				
415				0.0988				
395	0.189	1.90	0.189	0.118	2.07	0.168	0.8992	0.0028
360	0.251	1.76	0.345	0.162	1.97	0.254	0.8507	0.0041

Таблица 8. Значения  $\beta(\lambda)$  и  $\tau_a(\lambda)$  для атмосферы Сатурна на уровне с lnNI = -1.55 (NI в км-амагат)

$\lambda$ , нм	$\beta$	$\sigma_s, 10^{-8} \text{ см}^2$	$\tau_a$
313	0.259	8.94	11.2
382	0.134	9.10	11.4
466	0.0644	9.25	11.6
570	0.0294	9.38	11.8
696	0.0132	9.54	12.0
850	0.00570	10.04	12.6
1080	0.00232	11.00	13.9

Как видно из табл. 7, для Сатурна также наблюдается неплохое согласие между оценками параметра  $\beta$ , которые найдены из анализа спектрофотометрических измерений полос поглощения метана и деталей комбинационного рассеяния. В предположении, что эффективный уровень формирования деталей комбинационного рассеяния ближе к lnNI = -1.55, в табл. 8 приведены оценки альbedo однократного рассеяния и мнимой части показателя преломления для сферических частиц с  $n_r = 1.42$ ,  $r_0 = 1$  мкм и  $\sigma^2 = 0.12$  [1].

**УРАН.** В отличие от Юпитера и Сатурна, в графических зависимостях ln(NI/ $\tau_s$ ) от lnNI наблюдается практически непрерывное увеличение ln(NI/ $\tau_s$ ) с увеличением lnNI, т.е. с глубиной в атмосфере. Смещения построенных из анализа данных для различных полос поглощения этих зависимостей значительно больше (табл. 9). Здесь  $n$  — показатель степени в выражении

$$\tau_s(\lambda) = \tau_s(864)(\lambda/864)^n. \quad (23)$$

Что касается смещения по координате lnNI, то его практически невозможно обнаружить, поэтому усреднение значений ln(NI/ $\tau_s$ ) на длину волны  $\lambda = 864$  нм проводилось только с учетом смещения по оси ординат, а усредненные значения приведены в табл. 10. При этом для lnNI < 0.45 усреднение проводилось для графических зависимостей на  $\lambda\lambda = 887, 864, 842, 727$  и 619 нм, а для ln(NI/ $\tau_s$ )  $\geq 0.46$  — только для полосы  $\lambda 543$  нм. Это обусловлено следующим. Как видно из рис. 2, не только для Урана, но и для Нептуна графические зависимости ln(NI/ $\tau_s$ ) от lnNI для  $\lambda = 543$  нм имеют иной характер, а именно: при lnNI > 0.45 значения ln(NI/ $\tau_s$ ) примерно на одинаковую величину смещены вниз (по сравнению с усредненной зависимостью для длинноволновых полос поглощения на этом рисунке). С учетом обсужденного выше несоответствия хода  $\tau_a$  с глубиной для Юпитера и Сатурна (уменьшение), которые построены по близлежащим к непрерывному спектру точкам контуров полос поглощения на  $\lambda\lambda 887, 727$

Таблица 9. Наблюденные ( $A^0$ ) и рассчитанные ( $A^c$ ) смещения графических зависимостей  $\Delta \ln(Nl/\tau_s)$  (относительно  $\lambda = 864$  нм) и значения параметра  $\beta$  для Урана ( $n_r = 1.33$ ,  $\sigma^2 = 0.1$ )

$\lambda$ , нм	$A^0$	$\ln Nl$	$n$	$\beta$	$A^c$	$\beta$	$A^c$
				$r_0 = 0.0436$ мкм		$r_0 = 0.0542$ мкм	
864	0.00			0.262	0.00	0.181	0.00
727	-0.65	-1.65	-3.76	0.268	0.63	0.192	-0.56
619	-1.23	-0.20	-3.69	0.282	1.18	0.204	-1.08
596	-1.43	+1.78	-3.85	0.283	1.32	0.208	-1.18
576	-1.37	+1.28	-2.47	0.284	1.44	0.211	-1.28
543	-1.46	+0.56	-3.14	0.286	1.64	0.220	-1.44
522	-1.95	+2.21	-3.87	0.294	1.75	0.228	-1.54
510	-1.73	+1.70	-3.28	0.300	1.81	0.235	-1.60
485	-1.75	+1.45	-3.03	0.304	1.98	0.237	-1.75
460	-1.54	+2.99	-2.43	0.306	2.15	0.243	-1.91
441	-1.45	+2.70	-2.16	0.314	2.28	0.253	-2.07
380				0.340		0.283	

и 619 нм, наиболее правдоподобным объяснением является предположение о заниженных значениях  $k_v$  для крыльев этих полос поглощения. Несложно проверить, что для точек со значениями  $\ln Nl = 3.77$  (Уран) и 3.36 (Нептун) это занижение в среднем составляет  $\Delta \ln k_v = 0.8$ . С его учетом для приведенных в табл. 2 значений  $\ln Nl = 2.34$  (Юпитер) и 1.56 (Сатурн) значения  $\tau_a$  должны быть примерно равны 13 и 26, что почти снимает упомянутое несоответствие. Именно поэтому в качестве реальной зависимости  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  для глубоких слоев атмосфер выбрана зависимость для  $\lambda = 543$  нм.

При определении характеристик атмосферы необходимо исходить из того, что для нее неизвестны значения действительной части показателя преломления и параметры функции распределения частиц по размерам, а также очень противоречива информация об относительной концентрации метана. Поэтому значение параметра  $\beta$  будем оценивать из совместного анализа наблюдательных данных об интенсивности деталей комбинационного рассеяния и величины смещения графических зависимостей  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$ . При этом данные об интенсивности комбинационного спектра использовались для оценки параметра  $\beta$ , а данные о  $A^0(\lambda)$  — для ограничения коэффициента  $x_1$ . Поскольку, как было показано в [9], в интервале длин волн  $\lambda\lambda$  392—400 нм в спектре Нептуна проявляется очень слабая полоса поглощения метана [18], при построении системы условных уравнений будем использовать только один диапазон длин волн ( $\lambda\lambda$  368—391 нм), на которую припадают фраунгоферовы линии  $N$  и  $L$ . Полученные для трех типов индикатрисы рассеяния значения  $\tau_a/\tau_R$ ,  $\beta$  и  $\omega_a$  на среднем значении длины волны  $\lambda_0 = 380$  нм приведены в табл. 11.

Значения  $A^c$  рассчитывались по выражению

$$A^c(\lambda) = \Delta \ln(Nl/\tau_s) = 4 \ln(\lambda/\lambda_0) + \ln[\beta(\lambda)/\beta(\lambda_0)] + \Delta \ln(Nl/\tau_s)_{x_1}, \quad (24)$$

где значения

$$\Delta \ln(Nl/\tau_s)_{x_1} = \ln(Nl/\tau_s)_{x_1(\lambda)} - \Delta \ln(Nl/\tau_s)_{x_1(\lambda_0)} \quad (25)$$

определялись из графических зависимостей типа приведенной на рис. 3. Спектральные значения коэффициента  $x_1$  рассчитывались по данным об индикатрисах рассеяния сферических частиц с действительной частью показателя преломления 1.33 и дисперсии размеров  $\sigma^2 = 0.1$  в нормально-

Таблица 10. Зависимость  $\ln(Nl/\tau_s)$  и параметра  $\beta$  и  $\tau_a$  от  $\ln Nl$

$\ln Nl$	$\ln Nl/\tau_s$	$\beta$	$\tau_a$	$\ln Nl$	$\ln Nl/\tau_s$	$\beta$	$\tau_a$
Уран				Нептун			
4.41	3.44			4.09	3.65	0.651	0.54
3.83	2.88	0.844	0.403	3.32	2.90	0.307	1.05
3.13	2.25	0.449	1.33	3.14	2.78	0.301	0.91
2.76	2.14	0.403	1.11	2.92	2.63	0.235	1.02
2.66	1.99	0.346	1.28	2.66	2.47	0.200	0.97
2.53	1.99	0.346	1.12	2.44	2.39	0.185	0.86
2.33	1.93	0.326	1.00	2.22	2.25	0.160	0.81
2.12	1.80	0.286	0.983	2.11	2.25	0.160	0.73
1.96	1.78	0.281	0.861	2.02	2.39	0.185	0.56
1.83	1.80	0.286	0.735	1.94	2.21	0.154	0.65
1.73	1.78	0.281	0.684	1.74	2.16	0.147	0.58
1.58	1.77	0.278	0.597	1.61	2.13	0.142	0.51
1.24	1.74	0.270	0.442	1.45	2.02	0.127	0.49
1.16	1.73	0.267	0.414	0.88	1.88	0.111	0.33
1.02	1.67	0.252	0.391	0.64	1.85	0.108	0.27
0.95	1.63	0.242	0.384	0.46	1.75	0.0973	0.25
0.67	1.57	0.228	0.314	0.36	1.65	0.0880	0.25
0.56	1.52	0.217	0.300	0.25	1.66	0.0889	0.22
0.45	1.52	0.217	0.268	0.13	1.58	0.0821	0.22
0.29	1.53	0.219	0.226	+0.05	1.48	0.0743	0.22
0.13	1.44	0.200	0.216	-0.06	1.43	0.0707	0.21
+0.05	1.38	0.188	0.215	0.14	1.32	0.0633	0.22
-0.06	1.39	0.190	0.190	0.25	1.25	0.0590	0.21
0.16	1.36	0.185	0.178	0.32	1.20	0.0561	0.21
0.24	1.33	0.179	0.171	0.46	1.09	0.0503	0.20
0.32	1.26	0.167	0.172	0.57	1.00	0.0460	0.20
0.47	1.21	0.159	0.157	0.65	0.93	0.0429	0.20
0.55	1.15	0.150	0.155	0.75	0.88	0.0408	0.19
0.66	1.09	0.141	0.149	0.84	0.81	0.0380	0.18
0.76	1.04	0.134	0.143	0.93	0.70	0.0340	0.19
0.84	0.99	0.127	0.141	1.05	0.62	0.0314	0.18
0.93	0.88	0.114	0.145	1.21	0.48	0.0273	0.18
1.06	0.81	0.106	0.138	1.36	0.38	0.0247	0.17
1.27	0.62	0.0880	0.138	1.41	0.34	0.0238	0.17
1.36	0.57	0.0837	0.133	1.65	+0.18	0.0202	0.16
1.46	0.53	0.0805	0.126	2.10	-0.26	0.0130	0.16
1.65	0.36	0.0678	0.125	2.84	0.75	0.00800	0.12
1.72	+0.28	0.0626	0.127	3.36	1.06	0.00480	0.12
2.01	0.00	0.0474	0.128	-3.71	-1.36	0.00393	0.10
2.28	-0.17	0.0400	0.116				
2.67	0.50	0.0287	0.111				
2.90	0.65	0.0247	0.103				
3.02	0.83	0.0207	0.110				
3.25	1.00	0.0174	0.104				
3.34	1.09	0.0159	0.098				
3.41	1.10	0.0158	0.097				
-3.70	-1.35	0.0122	0.141				

Таблица 11. Значения  $\tau_a/\tau_R$ ,  $\beta$ , и  $\omega_a$  для Урана

$x_1$	$\tau_a/\tau_R$	$\beta$	$\omega_a$
0	0.848	0.541	0.96276
0.63	1.94	0.340	0.98522
0.93	2.55	0.282	0.98864
1.20	3.08	0.245	0.99039

логарифмическом законе распределения частиц по размерам [13]. Оказалось, что данные для большинства полос поглощения неплохо согласуются со значениями  $r_0 = 0.0432...0.0536$  мкм (табл. 9). В качестве наиболее вероятных значений примем  $\beta(380) \approx 0.31$ ,  $\omega_a(380) = 0.97399$ ,  $r_0 \approx 0.068$  мкм.

Как видно из выражения (10), по известному значению параметра  $\beta$  не составляет труда оценить величину  $\ln(Nl/\tau_R)$ . Оказалось, что значению  $\beta(864) = 0.22$  на уровне с  $\ln Nl = 0.56$  соответствует  $\ln(Nl/\tau_R) = 3.05$ . Это означает, что относительная концентрация метана в атмосфере Урана на этом уровне примерно в 6.5 раз больше, чем для Юпитера, т. е. составляет примерно 0.01.

Графическая зависимость рис. 2, а может быть интерпретирована как свидетельство увеличения с глубиной либо относительной концентрации метана, либо параметра  $\beta$ . В первом случае значение шкалы высот молекул водород+гелий  $H'_r$  должна быть больше шкалы высот для молекул метана  $H'_r$ , а именно —  $H'_r = 0.16 H_r$ . Для второго случае данные об изменении значений  $\beta(Nl)$  и  $\tau_a(Nl)$  приведены в табл. 10. Как для Юпитера и Сатурна, для Урана также имеет место уменьшение оптической толщины аэрозоля на больших значениях  $Nl$ , что как бы подтверждает предположение об ошибочности значений  $k_v$  вблизи непрерывного спектра.

**НЕПТУН.** По описанной выше методике были оценены значения  $A^0(\lambda)$  (табл. 13), а также получены усредненные графические зависимости  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$  (табл. 10). Здесь также для  $\ln Nl > 1$  приведены данные для полосы поглощения на  $\lambda = 543$  нм. Зависимость определяемых значений параметров  $\beta$ ,  $\tau_a$  и  $\omega_a$  от принятой при модельных расчетах формы индикатрисы рассеяния приведена в табл. 12, а предельные значения  $r_0$  и  $\beta(\lambda)$ , которые удовлетворительно объясняют интенсивность комбинационного рассеяния и смещения полученных для различных длин волн графических зависимостей  $\ln(Nl/\tau_s)$  от  $\ln Nl$ , приведены в табл. 13.

В качестве наиболее вероятных примем следующие значения:  $r_0 = 0.067$  мкм,  $\beta(380) = 0.193$ ,  $\omega_a(380) = 0.99630$ . Оказалось, что при этом  $\ln(Nl/\tau_R) = 4.08$  для  $\ln Nl = 0.46$ . Это означает, что относительная концентрация метана в атмосфере Нептуна имеет наибольшее значение и примерно равна 0.027.

Графическая зависимость рис. 2, б, как и для Урана, также может быть интерпретирована как свидетельство увеличения с глубиной либо относительной концентрации метана ( $H'_r = 0.24H_r$ ), либо параметра  $\beta$  (табл. 10).

Итак, проведенный выше анализ показал, что облачные слои Юпитера и Сатурна четко указывают на наличие по крайней мере одного оптически толстого облачного слоя конечной оптической толщины, тогда как для Урана и Нептуна целесообразнее было бы говорить о протяженной дымке мелких частиц. Оптические толщины аэрозольного компонента составляющей облачных слоев и параметра  $\beta$  на длине волны  $\lambda = 864$  нм составляют:

Таблица 12. Значения  $\tau_a/\tau_R$ ,  $\beta$  и  $\omega_a$  для Нептуна при различных  $x_1$  ( $\lambda = 380$  нм)

$x_1$	$\tau_a/\tau_R$	$\beta$	$\omega_a$
0	0.961	0.510	0.98081
0.63	2.92	0.255	0.99374
0.93	3.74	0.211	0.99510
1.20	4.34	0.207	0.99573
1.58	4.48	0.182	0.99675



Таблица 13. Наблюдаемые ( $A^0$ ) и рассчитанные ( $A^c$ ) смещения графических зависимостей  $\Delta \ln(Nl/\tau_s)$  (относительно  $\lambda = 864$  нм) и значения параметра  $\beta$  для Нептуна ( $n_r = 1.33$ ,  $\sigma^2 = 0.1$ )

$\lambda$ , нм	$A^0$	$\ln Nl$	n	$\beta$	$A^c$	$\beta$	$A^c$
				$r_0 = 0.0622$ мкм		$r_0 = 0.0772$ мкм	
864	0.00			0.105	0.00	0.0895	0.00
727	0.50	-1.66	-2.90	0.112	0.54	0.102	0.44
619	0.98	-0.12	-2.94	0.121	1.00	0.113	0.85
596	1.11	+2.07	-2.99	0.125	1.10	0.119	0.92
576	1.23	+1.72	-3.04	0.130	1.17	0.121	1.00
543	1.16	+0.56	-2.50	0.133	1.34	0.126	1.18
522	1.70	+2.71	-3.37	0.136	1.44	0.131	1.25
510	1.65	+2.16	-3.13	0.139	1.50	0.135	1.40
485	1.64	+1.59	-2.84	0.146	1.62	0.146	1.39
460	1.68	+3.15	-2.67	0.155	1.73	0.156	1.61
441	1.70	+2.79	-2.53	0.159	1.85	0.157	1.66
380				0.207		0.180	

$\tau_a = 8.7$ ,  $\beta = 0.00635$  на  $\ln Nl = -1.75$  для Юпитера; 13, 0.00530 на  $\ln Nl = -1.55$  для Сатурна; 1.1, 0.346 на  $\ln Nl = 2.53$  для Урана и 1, 0.235 на  $\ln Nl = 2.92$  для Нептуна. Общим для этих планет есть то, что анализ их спектрофотометрических свойств целесообразнее вести в модели одного вертикально оптически неоднородного облачного слоя конечной оптической толщины, под которым расположен практически чисто газовый слой. При этом в качестве первого приближения вертикального профиля оптической толщины и относительного вклада аэрозоля в рассеивающие свойства атмосферы можно использовать табл. 2 и 10.

В заключение благодарю Ж. Длугач за оценки приведенных в статье значений мнимой части показателя преломления, а рецензента — за сделанные замечания.

1. Бугаенко О. И., Длугач Ж. М., Мороженко А. В., Яновицкий Э. Г. Об оптических свойствах облачного слоя Сатурна в видимом участке спектра // Астрон. вестник.—1975.—9, № 1.—С. 13—21.
2. Дементьев М. С., Мороженко А. В. О вертикальной неоднородности атмосфер Урана и Нептуна // Астрон. вестник.—1990.—24, № 2.—С. 127—133.
3. Дементьев М. С., Мороженко А. В. Зоны и полосы диска Юпитера. Различие в вертикальной структуре облачных слоев // Астрон. вестник.—1990.—24, № 4.—С. 275—287.
4. Мороженко А. В. О структуре облачного слоя Юпитера // Письма в Астрон. журн.—1984.—10, № 10.—С. 775—779.
5. Мороженко А. В. Вертикальная структура широтных облачных поясов Юпитера // Астрон. вестник.—1985.—19, № 1.—С. 64—76.
6. Мороженко А. В. Зоны и полосы Юпитера. I. Надоблачный слой // Астрон. вестник.—1990.—24, № 3.—С. 211—220.
7. Мороженко А. В. Проблемы изучения вертикальной структуры облачных слоев атмосфер планет-гигантов // Кинематика и физика небес. тел.—1993.—9, № 6.—С. 3—26.
8. Мороженко А. В. Комбинационное рассеяние в атмосферах планет-гигантов и оптические свойства атмосферного аэрозоля // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 4.—С. 22—33.
9. Мороженко А. В. Вероятные пределы для размеров частиц и относительных концентраций аэрозоля и метана на уровнях формирования центров полос поглощения метана на  $\lambda\lambda$  727, 619, 543 и 441 нм в атмосфере Нептуна // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 2.—С. 110—122.
10. Мороженко А. В. Модель вертикальной структуры оптических параметров атмосферы Нептуна // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 3.—С. 254—264.

11. *Мороженко О. В.* Результаты спектрополяриметричных спостережень планет та галілеєвих супутників Юпітера в протистояння 1986, 1988 та 1989 рр. // Кинематика и физика небес. тел.—2001.—17, № 1.—С. 45—57.
12. *Мороженко А. В., Овсак А. С., Корсун П. П.* Вертикальная структура облачного слоя Юпитера до и после столкновения с кометой Шумейкер—Леви 9 // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—11, № 4.—С. 3—20.
13. *Яновицкий Э. Г., Думанский З. О.* Таблицы по рассеянию света полидисперсной системой сферических частиц. — Киев: Наука, 1972.—123 с.
14. *Яновицкий Э. Г., Овсак А. С.* Эффективная оптическая глубина формирования линий поглощения в полубесконечной планетной атмосфере // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 4.—С. 3—21.
15. *Cunningham C. C., Hunten D. M., Tomasko M. G.* H<sub>2</sub> spectroscopy and a diurnally changing cloud on Jupiter // *Icarus*.—1988.—75, N 2.—P. 324—350.
16. *Giver L. P.* Intensity measurements of the CH<sub>4</sub> bands in the region 4350 to 10600 Å // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*.—1978.—19, N 2.—P. 311—322.
17. *Karkoshka E.* Diurnal variations on Jupiter and Saturn // *Icarus*.—1992.—97, N 2.—P. 182—186.
18. *Karkoshka E.* Spectrophotometry of the Jovian Planets and Titan at 300— to 1000-nm wavelength: The methane spectrum // *Icarus*.—1994.—111, N 1.—P. 174—192.
19. *Morozhenko A. V., Yanovitskij E. G.* The optical properties of Venus and Jovian planets. 1. The atmosphere of Jupiter according to polarimetric observations // *Icarus*.—1973.—18, N 4.—P. 583—592.
20. *Ragent B., Colburn D., Rages K., et al.* The cloud of Jupiter: Results of the Galileo Jupiter Mission Probe Nephelometer Experiment // *J. Geophys. Res.*—1998.—103, N E10.—P. 22891—22909.
21. *Stoker C. R., Hord Ch. W.* Vertical cloud structure of Jupiter's Equatorial plumes // *Icarus*.—1985.—64, N 4.—P. 557—575.

Поступила в редакцию 22.03.01