

УДК 523.481-852

А. В. Мороженко

Главная астрономическая обсерватория НАН Украины
03680, ГСП, Киев, ул. Заболотного 27

**Переопределение монохроматических
коэффициентов поглощения метана
с учетом тепловых режимов планет-гигантов.
II. Юпитер**

Предложена модификация использованной ранее методики уточнения спектральных значений монохроматических коэффициентов поглощения метана k_ν в условиях теплового режима атмосферы Юпитера для полос поглощения в интервале длин волн $\lambda\lambda = 441\text{--}940$ нм. Разработана методика учета высотного профиля температуры атмосферы в значениях xk_ν для полос поглощения метана, которые формируются на различных эффективных глубинах в атмосфере.

ПЕРЕВИЗНАЧЕННЯ МОНОХРОМАТИЧНИХ КОЕФІЦІЄНТІВ ПОГЛІНАННЯ МЕТАНУ З УРАХУВАННЯМ ТЕПЛОВИХ РЕЖИМІВ ПЛАНЕТ-ГІГАНТІВ. II. ЮПІТЕР, Мороженко О. В. — Запропоновано модифікацію використаної раніше методики уточнення спектральних значень монохроматичних коефіцієнтів поглинання метану k_ν в умовах теплового режиму атмосфери Юпітера для смуг поглинання в інтервалі довжин хвиль $\lambda\lambda = 441\text{--}940$ нм. Розроблено методику врахування висотного профіля температури атмосфери у значеннях k_ν для смуг поглинання метану, які формуються на різних ефективних глибинах в атмосфері.

REDETERMINATION OF MONOCHROMATIC ABSORPTION COEFFICIENTS OF METHANE WITH REGARD TO THERMAL CONDITIONS IN THE ATMOSPHERES OF GIANT PLANETS. II. JUPITER, by Morozhenko A. V. — We propose a modification of the method used before for the revision of monochromatic absorption coefficients in thermal conditions of Jupiter's atmosphere. Methane absorption bands over a wavelength interval from 441 to 940 nm were taken into account. We developed a method of allowing for high-altitude atmospheric temperature profile in the change of k_ν for methane absorption bands formed at different penetration depths in the atmosphere.

ВВЕДЕНИЕ

Решение многих проблем физики атмосфер планет-гигантов требует точных данных о значениях монокроматических коэффициентов поглощения k_ν метана. В то же время имеющиеся данные лабораторных измерений даже при комнатной температуре показывают различие k_ν около 10 % в центрах полос поглощения и в несколько раз — вблизи непрерывного спектра [4]. Еще хуже обстоят дела с оценками k_ν при низких температурах, потому что количество таких экспериментов весьма ограничено и не охватывает не только интервала температур (до 50 К на Уране и Нептуне), но и всех наблюдаемых в спектре планет-гигантов полос поглощения. Твердо установленным фактом можно считать, что различные точки в контуре полосы поглощения по-разному реагируют на изменение температуры, а именно: при уменьшении температуры контур k_ν становится более узким [16]. Так, коэффициент поглощения в центре полосы поглощения метана λ 619 нм увеличивается при уменьшении T , на некотором удалении от центра полосы остается неизменным, а в крыле полосы — уменьшается. Это означает, что даже при наличии самых высокоточных данных о k_ν для широкого интервала температур их использование при анализе наблюдательных данных все равно приводило бы к получению ошибочных данных о количестве метана или его объемной концентрации. Это обусловлено тем, что в реальных планетных атмосферах наблюдается довольно сложный вертикальный профиль температуры $T(h)$ [9]. Поскольку не только различные полосы поглощения, но и отдельные участки контура одной и той же полосы формируются на различных эффективных глубинах, а следовательно, и в различных интервалах температур, то и поправки к значениям $k_\nu(T_0)$ будут разными (см. рис. 2). Это означает, что при претендующем на высокую точность анализе спектрофотометрических измерений необходимо учитывать изменение k_ν с температурой в соответствии с ее вертикальным профилем.

Качественное представление об изменении формы контуров полос поглощения метана с изменением температуры можно получить следующим образом. Поскольку интегральный коэффициент поглощения вращательных линий метана (например, для полосы ν_3) изменяется с температурой в соответствии с законом [17]:

$$S_j(T) \approx T^{-(5/2)} \exp\left[-(hcB/kT)[j(j+1) + 0.25]\right], \quad (1)$$

то при малых значениях квантового числа j (примерно для $j < 13$) S_j будет увеличиваться с уменьшением температуры, а при больших (для $j > 13$) — уменьшаться. Следовательно, в реальных атмосферах, в которых различные точки контура полосы поглощения формируются на различных глубинах с соответствующими значениями температуры $T(h)$, контуры k_ν не будут соответствовать лабораторно измеренным ни при одной температуре. Следствием этого будет, например, получение различных значений объемных концентраций метана по данным анализа различных полос поглощения. Поскольку в лабораторных условиях практически невозможно промоделировать высотные профили температуры различных планет, то более-менее реальные спектральные значения k_ν для полос поглощения метана различных планет можно получить только непосредственно из их спектрофотометрических измерений.

Впервые такие оценки попытались получить Каркошка и Томаско [8], используя для этого наблюдательные данные о спектральных значениях геометрического альбедо планет. Определение коэффициентов поглощения велось по эмпирическому выражению

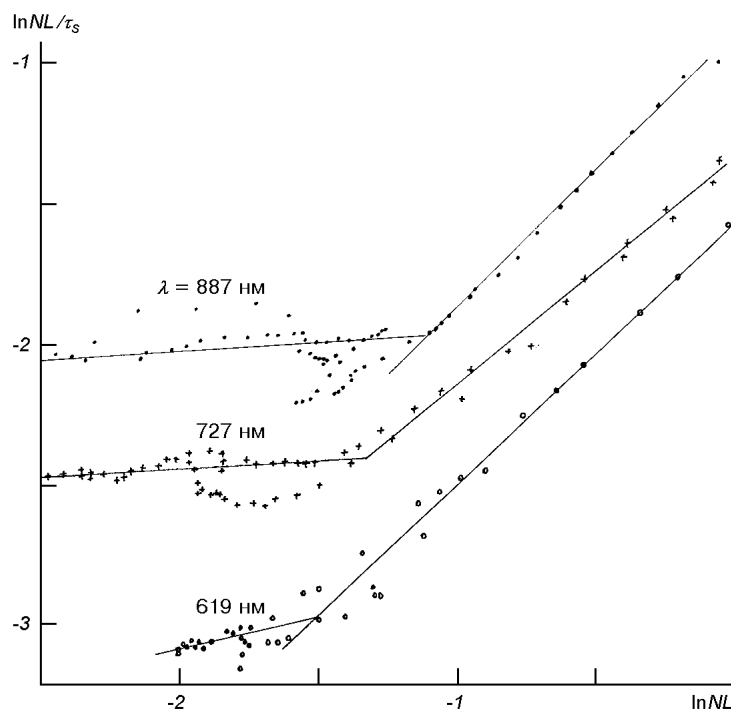


Рис. 1. Зависимости $\ln(NL/\tau_g)$ от $\ln NL$ в атмосфере Юпитера, построенные по наблюдательным данным для полос поглощения метана $\lambda\lambda$ 887, 727 и 619 нм и значениям k_v [7]

$$k_v = 0.458 [(A_c / A_v)^{1.17} - 1] A_v^{-2}, \quad (2)$$

которое было получено в процессе многочисленных модельных расчетов. Здесь A_c и A_v — значения геометрического альбеда в непрерывном спектре и в контурах полос поглощения метана. При получении этого выражения использовалось предположение, что интегральные коэффициенты S_0 полос поглощения метана не зависят от температуры. Погрешность оценок они оценивают в 5 %. Основным источником ошибок считается неоднозначность оценок A_c , роль которого оценивается в 0.0003 (км-амагат) $^{-1}$ на длине волны $\lambda = 400$ нм и 0.02 (км-амагат) $^{-1}$ на $\lambda = 1000$ нм. Считалось, что для всех четырех планет-гигантов монохроматические коэффициенты поглощения имеют одинаковые значения.

Однако уже в первых работах по использованию этих данных (см., например, [3]) возникли сомнения в их достоверности. Убедительным доказательством этого может служить рис. 1, где приведены зависимости $\ln(NL/\tau_g)$ от $\ln NL$ в атмосфере Юпитера, построенные по наблюдательным данным для полос поглощения метана $\lambda\lambda$ 887, 727 и 619 нм и по значениям k_v работы [7]. Видно, что в случае достоверности спектральных значений k_v [7] положение нижней границы облачного слоя (пересечение двух линий) должно зависеть от длины волны, что противоречит здравому смыслу. Основными причинами этого парадокса могут быть: 1) погрешности значений $A(\lambda)$, которые также являются функциями длины волны; 2) неточное исключение теллурических полос поглощения, положения которых иногда совпадают с положениями полос поглощения метана (например, довольно сильные полосы поглощения H_2O накладываются на полосы поглощения метана $\lambda\lambda$ 727 и 887 нм); 3) некорректность предположения о независимости

интегрального коэффициента поглощения в полосе метана от температуры (см. подборку оценок $S_0(T)$ в [4]; 4) упомянутая неоднозначность оценок $A_c(\lambda)$; 5) неучет изменения формы контура полос поглощения с температурой.

Поэтому в работе [4] мы попытались также оценить значения k_v в полосе поглощения метана λ 619 нм в условиях тепловых режимов атмосфер планет-гигантов, т. е. в предположении изменения с температурой не только коэффициента поглощения в центре полосы, но и в контуре полосы. Здесь предполагалось, что монокроматический коэффициент поглощения изменяется с температурой в соответствии с аппроксимационным выражением

$$k_v(T) = k_v(T_0)(T_0/T)^{n_v}. \quad (3)$$

Для оценки n_v были использованы данные лабораторных измерений k_v в интервале длин волн $\lambda\lambda = 604$ до 627 нм при температурах 290, 200, 150, 125 и 100 К [16], которые указали на то, что значение k_v в центре полосы поглощения увеличивается с уменьшением температуры, и уменьшается — в крыльях полосы. Не исключено, что длинноволновое и коротковолновое крылья показывают различное уменьшение. В модели изотермических атмосфер с равновесными температурами 58.7 К для Урана и Нептуна, 96.2 для Сатурна и 125 К для Юпитера по полученным значениям n_v были рассчитаны $k_v(T)$ для этих планет. Используя метод отклонения вертикальной структуры облачного слоя от условия однородности [2], по этим значениям k_v были оценены количества метана NL на луче зрения в км-амагат для отдельных длин волн контура полосы поглощения. В дальнейшем по построенным графическим зависимостям $\ln(NL/\tau_s)$ от $\ln NL$ были уточнены значения монокроматического коэффициента поглощения метана для всех четырех планет, а по ним — и n_v (здесь τ_s — рассеивающая составляющая эффективной оптической глубины в атмосферах планет). Напомним, что значения NL/τ_s , NL и τ_s определяются по данным об альbedo однократного рассеяния в молекулярной полосе поглощения (ω_v) и непрерывном спектре (ω_c), а также эффективной оптической глубине $\tau_{эф}$ формирования интенсивности диффузно отраженного излучения в полубесконечной среде в соответствии с системой уравнений

$$\tau_v/\tau_s = [(1/\omega_v) - (1/\omega_c)]/k_v = [(\tau_v + t_c)/\tau_s - (\tau_c/\tau_s)], \quad (4)$$

$$\tau_s = \tau_{эф}\omega, \quad (5)$$

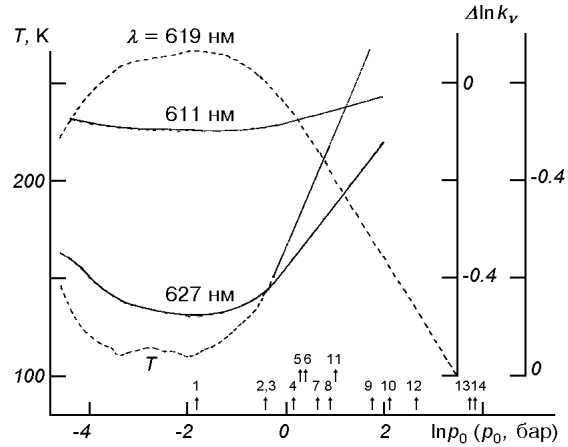
$$\tau_v = (\tau_v/\tau_s)\tau_s, \quad (6)$$

$$NL/\tau_s = (\tau_v/\tau_s)/k_v, \quad (7)$$

$$NL = \tau_v/k_v. \quad (8)$$

Здесь τ_v и τ_c — обусловленные поглощением в молекулярной полосе и непрерывном спектре составляющие эффективной оптической глубины соответственно. Спектральные значения ω определяются из сравнения наблюдаемых значений отражательной способности с рассчитанными для модели оптически однородного полубесконечного слоя. При этом форма графической зависимости $\ln(NL/\tau_s)$ от $\ln NL$ практически не зависит от формы индикатрисы рассеяния, тогда как значения $\ln(NL/\tau_s)$ и τ_s очень чувствительны к форме индикатрисы рассеяния (см. [3] и рис. 2).

Рис. 2. Температурный профиль в атмосфере Юпитера [9] и рассчитанные поправки $\Delta \ln k_v$ за изменение температуры с глубиной. Шкала поправки для длин волн $\lambda\lambda = 611$ и 627 нм находится внутри рисунка. Вертикальные стрелки обозначают величину давления для уровней формирования центров полос поглощения метана $\lambda\lambda$ 887 (1), 864 и 727 (2, 3), 619 (4), 486 (5), 842 (6), 543 (7), 702 (8), 576 (9), 596 нм (10) и крыльев полос поглощения на длинах волн $\lambda\lambda = 548$ (11), 631 (12), 744 (13) и 941 нм (14)



В случае неизотермической атмосферы интенсивность диффузно отраженного излучения в каждой из точек контура полосы поглощения с значением $k_{v,i}$ формируется на эффективной глубине со значениями давления p_i и температуры T_i . Вследствие этого величина изменения коэффициента поглощения $\Delta \ln k_v(p, T)$ как для центров различных полос поглощения, так и для различных точек их контуров будет различной. Приблизительно величину этой поправки можно оценить следующим образом. Если верхний слой атмосферы разбить на i слоев со средними значениями концентрации молекул метана ($n_i = p_i / T_i$) и температуры T_i , то на нижней границе каждого из этих слоев

$$\Delta \ln k_v(p) = \ln \frac{\sum_1^i \frac{p_i T_0}{p_0 T_i} \left(\frac{295}{T_i} \right)^{n_v}}{\sum_1^i \frac{p_i T_0}{p_0 T_i}}. \quad (9)$$

На рис. 3 показаны рассчитанные для температурного профиля атмосферы Юпитера [9] и данным о n_v [4] поправки $\Delta \ln k_v(p)$ для длин волн $\lambda\lambda = 619, 611$ и 627 нм. Принималось, что $p_0 = 0.01$ бар, $T_0 = 147$ К, а $n = +0.7, -0.12$ и -0.56 соответственно для $\lambda\lambda = 619, 611$ и 627 нм. Поскольку в работе [9] приведены $T(p)$ только до $p \leq 1$ бар, то для больших давлений использовались аппроксимационные оценки T в предположении постоянного градиента температуры (сплошная линия). Из этого рисунка следует, что строгий анализ данных спектрофотометрических наблюдений требует использования данных о коэффициентах поглощения метана, которые соответствовали бы тепловому режиму планетных атмосфер. В то же время

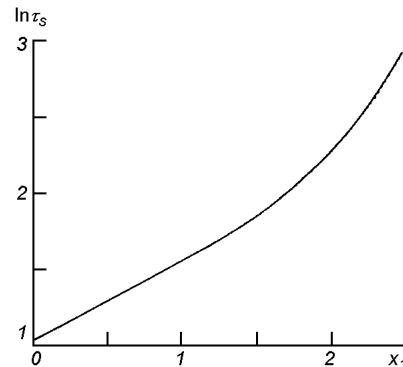


Рис. 3. Изменение рассеивающей составляющей оптической глубины при изменении коэффициента x_1

очевидно, что априори такие данные получить невозможно, особенно для атмосфер, в температурных профилях которых имеется инверсия. Поэтому иного выхода из этой проблемы, как уточнение k_v , непосредственно по наблюдательным данным, нет. Целью нашей статьи является разработка такого метода. Поскольку, как было показано в предыдущих наших работах (см., например, [3]), для всех четырех планет-гигантов с глубиной изменяется отношение объемных коэффициентов рассеяния газа и аэрозоля, то работа включала еще и построение модели вертикального профиля облачного слоя.

Для апробации метода были использованы представленные в электронном банке данных наблюденные значения геометрического альbedo Юпитера (1993 г.) со спектральным разрешением 1 нм и шагом 0.4 нм [7]. Выбор этой планеты обусловлен тем, что среди планет-гигантов именно Юпитер лучше всего изучен.

Из анализа поляризационных измерений определены значения действительной части показателя преломления ($n_r = 1.36$), параметров функции распределения частиц по размерам (значение среднегеометрического радиуса частиц $r_0 = 0.2$ мкм, дисперсии $\sigma^2 = 0.28$ для нормально-логарифмического закона распределения частиц по размерам), что позволило рассчитать спектральные значения коэффициента рассеяния $\sigma_a(\lambda)$, индикатрисы рассеяния и первого коэффициента разложения индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра x_l [1, 13] (табл. 1).

Здесь будут использованы следующие предположения.

1. При достоверных значениях k_v приведенные к одной длине волны величины $\ln\tau_s(NL)$ для всех полос поглощения должны располагаться на одной и той же графической зависимости $\ln\tau_s(NL)$.

2. Значения k_v центров полос поглощения метана $\lambda\lambda$ 887, 727, 619, 543, 485 и 441 нм, которые соответствуют переходам $m_1\nu_1 + \nu_3$ ($m = 3, 4, \dots, 8$) одинаково реагируют на изменение температуры, а параметр $n = 0.7$ (уравнение (3)). Значения k_v брались из работы [6]. Поскольку полосы поглощения метана $\lambda\lambda$ 441 и 485 нм в спектре Юпитера практически незаметны, то они не использовались для построения графической зависимости $\ln\tau_s(NL)$.

3. Вертикальный профиль температуры Юпитера до глубины с давлением 1 бар соответствует данным работы [9], а в более глубоких слоях температура увеличивается с постоянным градиентом (сплошная прямая линия на зависимости $T(\ln p)$ рис. 2).

Таблица 1. Спектральные значения коэффициента x_l , отношения коэффициентов рассеяния аэрозоля $\sigma_a(\lambda)/\sigma_a(727 \text{ нм})$ и $\Delta \ln\tau_s(\lambda)$

λ , нм	x_l	$\sigma_a(\lambda)/\sigma_a(727 \text{ нм})$	$\Delta \ln\tau_s(\lambda)$		
			$\ln NL = -2.11$	$\ln NL = 0$	$\ln NL = 2.0$
940	2.285	0.737	-0.231	-0.265	-0.524
887	2.300	0.776	-0.206	-0.246	-0.456
830	2.316	0.811	-0.185	-0.212	-0.349
727	2.342	1.000	0.00	0.00	0.00
619	2.363	1.229	+0.184	+0.237	+0.500
596	2.365	1.234	+0.192	+0.266	+0.537
576	2.366	1.239	+0.197	+0.292	+0.618
543	2.369	1.245	+0.207	+0.347	+0.779
485	2.370	1.317	+0.287	+0.512	+1.125
441	2.368	1.362	+0.363	+0.661	+1.450

4. Физические характеристики облачных частиц, а следовательно, и спектральные значения индикатрисы и коэффициента рассеяния аэрозоля соответствуют данным работ [1, 13] и не изменяются с глубиной в атмосфере.

5. Погрешность в спектральной зависимости геометрического альbedo диска Юпитера, приведенной в работе [7], пренебрежимо мала.

6. Объемная концентрация метана не зависит от глубины в атмосфере, во всяком случае в пределах глубин, на которых формируются его полосы поглощения, и равна 0.0021 [14].

7. Относительная величина поглощения в непрерывном спектре τ_c/τ_s не изменяется с глубиной в атмосфере.

8. Как и в предыдущих наших работах (см., например, [4]) для анализа наблюдательных данных об $A_g(\lambda)$ будут использоваться модельные расчеты для однородного полубесконечного облачного слоя с двухпараметрической индикатрисой рассеяния Хеньи — Гринштейна.

УЧЕТ ПОГЛОЩЕНИЯ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ

Поскольку в реальной атмосфере индикатриса рассеяния газовой аэрозольной среды изменяется с длиной волны и глубиной в атмосфере, то оценки спектральных значений $(\tau_v + \tau_c)/\tau_s$ и τ_s велись для индикатрисы рассеяния со значением первого коэффициента в разложении индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра $x_1 = 0$ ($g_1 = -g_2 = 0.25$, $a = 0.5$).

Исправление за поглощение в непрерывном спектре велось в соответствии с выражением

$$(\tau_v/\tau_s)_\lambda = [(\tau_v + \tau_c)/\tau_s] - (\tau_c/\tau_s)_\lambda. \quad (10)$$

Как известно, проблема определения уровня непрерывного спектра вообще является довольно сложной. Для планет-гигантов дополнительную трудность вносит то, что в интервале длин волн $\lambda = 430...1000$ нм практически нет участков, в которых не было бы поглощения метаном [6, 7]. Однако при формировании диффузно отраженного излучения в газовой-аэрозольной среде, аэрозольные частицы которой являются поглощающими, может сложиться ситуация, когда в некоторых длинах волн $\tau_v/\tau_s < \tau_c/\tau_s$. Для

Рис. 4. Изменение $\ln(\tau_v + \tau_c)/\tau_s$ от $\ln \lambda$ в интервалах длин волн $\lambda = 420...530$ нм (фрагмент I, шкалы слева и внизу) и $530...630$ нм (фрагменты II, шкалы справа иверху)

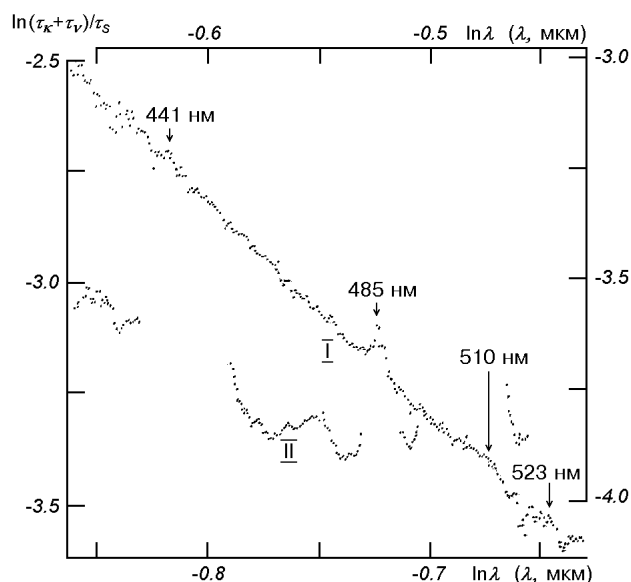


Таблица 2. Сравнение наблюдаемых и рассчитанных значений $\ln(\tau_c/\tau_s)$

λ , нм	$\ln(\tau_c/\tau_s)$	
	Наблюдения	Вычисления
425.6	-2.549	-2.548
447.2	-2.792	-2.798
470.0	-3.052	-3.043
494.6	-3.292	-2.296

выявления таких участков была построена графическая зависимость $\ln(\tau_v + \tau_c)/\tau_s$ от $\ln\lambda$ (рис. 4). Как видно, в интервале длин волн $\lambda\lambda = 420...530$ нм практически неощутима наиболее слабая полоса поглощения метана λ 460 нм, а между центрами полос поглощения $\lambda\lambda$ 441, 485 и 510 нм имеются довольно протяженные участки длин волн, в которых наблюдается линейная зависимость $\ln(\tau_v + \tau_c)/\tau_s$ от $\ln\lambda$. Мы предположили, что в этих участках поглощение аэрозолем является доминирующим и приписали его поглощению в непрерывном спектре, а его спектральная зависимость описывается интерполяционным выражением

$$\ln(\tau_c/\tau_s)_\lambda = a + b\ln\lambda \quad (\lambda, \text{мкм}). \quad (11)$$

В то же время для интервала длин волн $\lambda\lambda = 530...630$ нм промежутки между полосами поглощения с минимальным поглощением определяются одной или несколькими точками, что свидетельствует о совместном эффекте поглощений в непрерывном спектре и полосах поглощения метаном.

Для определения коэффициентов a и b использовались наблюдательные данные для четырех участков спектра в интервалах длин волн $\lambda\lambda = 422.0...429.2$, $444.4...449.6$, $468.4...471.6$ и $493.6...495.6$ нм, для которых в соответствии с работой [7] спектральные значения k_v или равны нулю, или очень близки к нулю. Принимая, что наблюдаемое поглощение в этих участках спектра обусловлено поглощением только в непрерывном спектре, для коэффициентов выражения (11) были получены значения $a = -6.7767$, $b = 7.9446$. О точности аппроксимации можно судить из табл. 2. В предположении, что и в длинноволновом диапазоне справедливо аппроксимационное выражение (11), были рассчитаны $\ln(\tau_c/\tau_s)_\lambda$, за значения которых и проводились исправления (10).

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ k_v

Принципиально важными моментами метода являются нахождение поправок $\Delta \ln k_v(p)$ для различных полос поглощения и приведение значений $\ln\tau_s$ к одной длине волны.

Перерасчет значений k_v на тепловой режим в атмосфере Юпитера велся методом последовательных приближений. Сначала для значений k_v принимались данные [6] лабораторных измерений при комнатной температуре. Это позволяло для соответствующих уровней в атмосфере с помощью выражений

$$\ln\tau_R = \ln NL - \ln(NL/\tau_R), \quad (12)$$

$$\ln p = 3.34 + \ln\tau_R \quad (13)$$

находить значения давления на эффективных глубинах формирования

Таблица 3. Значения $\ln k_v$, $\Delta \ln k_v$ и отношения τ_v/τ_c для разных полос поглощения

λ , нм	$\ln k_v$	$\Delta \ln k_v$	$\ln k_v$	$\ln k_v^*$	$\ln k_v$				τ_v/τ_c
	[6]	Юпитер		[7]	[5]	[10]	[11]		
441	-4.64		-3.42	-3.99	-4.95	-4.51			0.0158
486	-3.00	0.51	-2.71	-3.22	-3.25	-3.51	-3.22		0.0659
510	-4.51		-3.57	-4.03	-4.12	-4.14			0.0442
522	-5.68		-3.92	-4.33	-5.00	-3.73			0.0439
543	-2.08	0.25			-1.85	-2.04	-1.99		0.450
576	-3.32		-3.70	-3.89	-3.00	-2.96	-3.32		0.324
596	-3.71		-3.61	-3.76	-3.40	-2.73			0.490
619	-0.51	0.51			-0.34	-0.51		-0.60	3.73
702	-1.20		-1.90	-2.10	-1.00	-1.39		-1.28	5.36
727	+1.32	0.60			+1.55	+1.22		+1.31	72.8
842	-0.07		+0.35	-0.13	-0.04	-0.43			38.4
864	+1.63		+2.07	+1.47	+1.56	+1.55			230
884	+3.22		+3.73	+3.07	+3.41	+3.22			2254
887	+3.43	0.65			+3.79	+3.43			3800
894	+2.74		+3.57	+2.91	+3.36	+3.17			2254
912			+0.53	+0.03	-0.05				67.2

центров полос поглощения метана. Величина $\ln(NL/\tau_R)$ вычислялась по данным об относительных концентрациях метана (0.0021), водорода (0.85) и гелия (0.15) и оказалась равной 0.91 на длине волны $\lambda_0 = 727$ нм, а $\ln p = 3.34$ отвечает $\tau_R = 1$ на длине волны $\lambda = 727$ нм. Это позволяло по данным рис. 3 определять поправки $\Delta \ln k_v$, а следовательно, и исправленные значения $\ln k_v$. После этого повторно находились значения $\ln NL$, $\ln \tau_R$, $\ln p$ и $\Delta \ln k_v(p)$. Такие итерации повторялись до тех пор, пока различие в поправках для последующей итерации не превышало 0.002. Окончательные величины поправок наиболее сильных полос поглощения метана приведены в табл. 3.

После этого для центров полос поглощения $\lambda\lambda$ 887, 727, 619 и 543 нм определялись значения аэрозольной составляющей оптической толщины $\tau_a(\lambda, NL)$, что делалось также методом последовательных приближений. Сначала, принимая модель чисто аэрозольной атмосферы, полученные по модельным расчетам для индикатрисы рассеяния с $x_1 = 0$ оценки $\ln \tau_s$ приводились к реальным индикатрисам рассеяния (табл. 1) в соответствии с выражением

$$\ln \tau_s' = \ln \tau_s(x_1 = 0) + \Delta \ln \tau_s(x_1), \quad (14)$$

в котором $\Delta \ln \tau_s(x_1)$ находилось из рис. 2 как

$$\Delta \ln \tau_s(x_1) = \ln \tau_s(x_1) - \ln \tau_s(x_1=0). \quad (15)$$

Затем по полученным значениям τ_R и τ_s оценивалось значение параметра $b = \tau_R/(\tau_R + \tau_a)$, и с помощью выражения

$$x_1' = (1 - \beta)x_1 \quad (16)$$

уточнялись величины $\Delta \ln \tau_s(x_1)$, τ_s' и β' . Итерации прекращались тогда, когда разница двух последующих оценок $\Delta \ln \tau_s(x_1)$ не превышала 0.001. По результатам последней итерации находилось окончательное значение $\tau_a(\lambda, NL)$ (табл. 4). Затем, используя приведенные в табл. 1 данные о $\sigma_a(\lambda)/\sigma_a(\lambda_0)$, по выражениям

$$\tau_a(\lambda_0, NL) = \tau_a(\lambda, NL)\sigma_a(\lambda_0)/s(\lambda), \quad (17)$$

Таблица 4. Зависимость $\tau_a(\lambda_0)$ и $\ln\tau_s(\lambda_0)$ от $\ln NL$

λ , нм	$\ln NL$	$\tau_a(\lambda)$	$\tau_a(\lambda_0)$	$\ln\tau_s(\lambda_0)$
887	-4.18	0.567	0.736	-1.938
727	-2.79	—	5.37	0.040
619	-2.11	14.11	11.48	0.799
543	-1.69	17.63	14.16	1.014

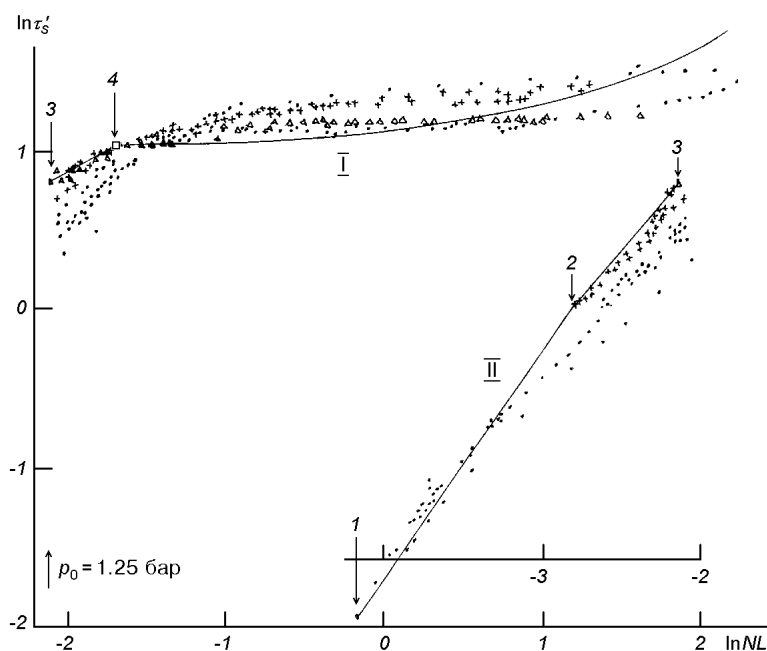


Рис. 5. Зависимость $\ln\tau_s$ от $\ln NL$. Точки — данные для полосы поглощения λ 887 нм, крестики — λ 727 нм, светлые и темные треугольники — λ 619 нм соответственно без учета и с учетом температурного эффекта. Квадратик — центр полосы на 543 нм. Стрелки 1, 2, 3, 4 — положение центров полос $\lambda\lambda$ 887, 727, 619 и 543 нм соответственно. Фрагмент II является продолжением фрагмента I для $\ln NL < -2$ (шкала внутри рисунка). Сплошная линия для $\ln NL < -1.69$ — интерполяция, для $\ln NL > -1.69$ — расчетная зависимость

$$\ln\tau_s(\lambda_0, NL) = \ln\tau_R(\lambda_0) + \tau_a(\lambda, NL)\sigma_a(\lambda_0)/\sigma(\lambda) - \Delta\ln\tau_s(x_1)_{\lambda_0} \quad (18)$$

были рассчитаны $\tau_a(\lambda_0, NL)$ и $\ln\tau_s(\lambda_0, NL)$. Последняя поправка этого выражения приводит рассчитанные данные к $x_1 = 0$, т. е. к той индикатрисе рассеяния, модельные расчеты при которой использовались для определения спектральных значений ω и τ_s .

Безусловно, что построенная по этим точкам графическая зависимость $\ln\tau_s(\lambda_0, NL)$ недостаточна для определения значений k_v , особенно для глубин со значениями $\ln NL > -1.69$. Поэтому при ее построении принимались еще во внимание графические зависимости $\ln\tau_s(NL)$ для отдельных контуров полос поглощения, при построении которых использовались k_v работы [7]. При этом все точки этих зависимостей смещались по оси абсцисс на постоянную поправку $\Delta\ln NL$, которая принималась равной поправке за различие значений k_v 4-й и 6-й граф табл. 3. Для полосы λ 619 нм была

использована еще графическая зависимость в интервале длин волн $\lambda\lambda = 613.2...624.0$ нм, при построении которой использовались исправленные за температурный профиль в атмосфере Юпитера значения k_p . Спектральные значения параметра n брались из работы [4]. Что касается учета поправок $\Delta \ln \tau_s(\lambda, NL)$, то сначала она принималась независимой от глубины в атмосфере. Оказалось, что для глубин с $\ln NL > -1.69$ значения $\ln \tau_s(\lambda_0, NL)$ расположены чуть ли не параллельно оси абсцисс. Это позволило нам предположить, что ниже этого уровня величина τ_a практически не изменяется с глубиной, а атмосфера является практически чисто газовой. Поэтому для более точного определения и учета поправок $\Delta \ln \tau_s(\lambda, NL)$ были рассчитаны зависимости $\ln \tau_s(\lambda, NL)$ для длин волн $\lambda\lambda = 940, 887, 830, 727, 619, 543$ и 485 и 441 нм. Построенная с учетом этих поправок зависимость показана на рис. 5.

Таблица 5. Спектральные значения k_p , $\text{см}^{-1}(\text{км-амагат})^{-1}$ на уровнях с давлением p

λ , нм	$\ln p$	$\ln k_p$	λ , нм	$\ln p$	$\ln k_p$	λ , нм	$\ln p$	$\ln k_p$
482.4	0.41	-4.94	548.4	2.10	-4.52	583.2	2.69	-4.34
482.8	0.39	-4.08	564.4	2.49	-4.90	583.6	2.69	-4.32
483.2	0.39	-3.89	564.8	2.48	-4.84	584.0	2.70	-4.35
483.6	0.38	-3.50	565.2	2.48	-4.81	584.4	2.69	-4.30
484.0	0.38	-3.51	565.6	2.47	-4.68	584.8	2.68	-4.25
484.4	0.36	-2.96	566.0	2.48	-4.70	585.2	2.69	-4.26
484.8	0.34	-2.71	566.4	2.48	-4.67	585.6	2.70	-4.26
485.2	0.36	-2.76	566.8	2.47	-4.60	586.0	2.70	-4.26
485.6	0.38	-3.40	567.2	2.46	-4.50	586.4	2.70	-4.24
486.0	0.38	-3.30	567.6	2.45	-4.40	586.8	2.70	-4.15
486.4	0.39	-2.88	568.0	2.43	-4.30	587.2	2.70	-4.17
486.8	0.41	-3.24	568.4	2.40	-4.17	587.6	2.65	-4.04
487.2	0.43	-5.20	568.8	2.39	-4.10	588.0	2.62	-3.93
487.6	0.43	-4.17	569.2	2.40	-4.12	588.4	2.67	-3.96
488.0	0.43	-5.62	569.6	2.42	-4.17	588.8	2.60	-3.82
535.2	1.65	-4.14	570.0	2.43	-4.18	589.2	2.62	-3.89
535.6	1.64	-3.99	570.4	2.39	-4.19	589.6	2.61	-3.86
536.0	1.57	-3.69	570.8	2.41	-4.17	590.0	2.67	-3.99
536.4	1.57	-3.62	571.2	2.39	-4.14	590.4	2.68	-4.00
536.8	1.57	-3.62	571.6	2.39	-4.12	590.8	2.68	-3.98
537.2	1.65	-3.52	572.0	2.41	-4.09	591.2	2.64	-3.88
537.6	1.59	-3.54	572.4	2.43	-4.02	591.6	2.63	-3.84
538.0	1.56	-3.43	572.8	2.40	-3.94	592.0	2.63	-3.83
538.4	1.54	-3.32	573.2	2.38	-3.87	592.4	2.65	-3.86
538.8	1.53	-3.24	573.6	2.38	-3.85	592.8	2.65	-3.85
539.2	1.51	-3.18	574.0	2.38	-3.82	593.2	2.68	-3.89
539.6	1.43	-2.95	574.4	2.36	-3.76	593.6	2.68	-3.89
540.0	1.38	-2.81	574.8	2.36	-3.74	594.0	2.65	-3.80
540.4	1.27	-2.59	575.2	2.35	-3.70	594.4	2.59	-3.67
540.8	1.19	-2.44	575.6	2.37	-3.73	594.8	2.57	-3.61
541.2	1.03	-2.14	576.0	2.37	-3.71	595.2	2.61	-3.70
541.6	0.86	-1.86	576.4	2.39	-3.75	595.6	2.63	-3.72
542.0	0.74	-1.66	576.8	2.41	-3.78	596.0	2.62	-3.70
542.4	0.74	-1.64	577.2	2.43	-3.80	596.4	2.64	-3.71
542.8	0.74	-1.63	577.6	2.43	-3.80	596.8	2.65	-3.73
543.2	0.75	-1.71	578.0	2.45	-3.84	597.2	2.65	-3.72
543.6	0.82	-1.75	578.4	2.49	-3.94	597.6	2.65	-3.70
544.0	0.96	-1.95	578.8	2.52	-4.02	598.0	2.69	-3.76
544.4	1.15	-2.22	579.2	2.53	-4.04	598.4	2.70	-3.79
544.8	1.43	-2.68	579.6	2.54	-4.05	598.8	2.70	-3.78
545.2	1.53	-2.88	580.0	2.59	-4.10	599.2	2.70	-3.77
545.6	1.72	-3.22	580.4	2.59	-4.19	599.6	2.70	-3.77
546.0	1.77	-3.46	580.8	2.61	-4.22	600.0	2.73	-3.83
546.4	1.90	-3.77	581.2	2.61	-4.24	600.4	2.76	-3.90
546.8	1.93	-3.84	581.6	2.65	-4.31	600.8	2.78	-3.93
547.2	1.96	-4.01	582.0	2.68	-4.37	601.2	2.77	-3.91
547.6	2.02	-4.24	582.4	2.69	-4.40	601.6	2.77	-3.91
548.0	2.07	-4.45	582.8	2.69	-4.37	602.0	2.75	-3.84

λ , нм	$\ln p$	$\ln k_p$	λ , нм	$\ln p$	$\ln k_p$	λ , нм	$\ln p$	$\ln k_p$
602.4	2.74	-3.80	630.0	2.72	-3.41	715.6	3.06	-2.99
602.8	2.73	-3.76	630.4	2.76	-3.49	716.0	2.90	-2.75
603.2	2.73	-3.72	630.8	2.80	-3.57	716.4	2.89	-2.62
603.6	2.70	-3.68	631.2	2.80	-3.55	716.8	2.26	-1.99
604.0	2.76	-3.74	689.6	3.62	-4.06	717.2	1.18	-0.82
604.4	2.80	-3.86	690.0	3.62	-4.05	717.6	0.68	-0.25
604.8	2.83	-3.91	690.4	3.57	-3.96	718.0	0.59	-0.10
605.2	2.82	-3.88	690.8	3.56	-3.94	718.4	0.48	0.07
605.6	2.77	-3.76	691.2	3.54	-3.90	718.8	0.45	0.15
606.0	2.75	-3.71	691.6	3.55	-3.91	719.2	0.35	0.31
606.4	2.75	-3.69	692.0	3.56	-3.93	719.6	0.28	0.46
606.8	2.74	-3.69	692.4	3.51	-3.84	720.0	0.28	0.54
607.2	2.76	-3.72	692.8	3.46	-3.75	720.4	0.20	0.66
607.6	2.76	-3.72	693.2	3.44	-3.71	720.8	0.19	0.79
608.0	2.75	-3.68	693.6	3.43	-3.69	721.2	0.17	0.73
608.4	2.74	-3.65	694.0	3.45	-3.71	721.6	0.15	0.79
608.8	2.74	-3.64	694.4	3.46	-3.73	722.0	0.14	0.81
609.2	2.74	-3.64	694.8	3.44	-3.71	722.4	0.13	0.83
609.6	2.75	-3.64	695.2	3.40	-3.64	722.8	0.10	0.90
610.0	2.72	-3.58	695.6	3.35	-3.57	723.2	0.05	1.02
610.4	2.71	-3.54	696.0	3.30	-3.50	723.6	0.00	1.13
610.8	2.69	-3.48	696.4	3.27	-3.44	724.0	-0.04	1.24
611.2	2.68	-3.44	696.8	3.26	-3.41	724.4	-0.09	1.34
611.6	2.59	-3.32	697.2	3.25	-3.39	724.8	-0.16	1.50
612.0	2.55	-3.22	697.6	3.23	-3.36	725.2	-0.24	1.66
612.4	2.47	-3.08	698.0	3.23	-3.35	725.6	-0.28	1.76
612.8	2.33	-2.86	698.4	3.16	-3.25	726.0	-0.28	1.76
613.2	2.14	-2.58	698.8	3.04	-3.08	726.4	-0.26	1.71
613.6	1.80	-2.12	699.2	2.93	-2.92	726.8	-0.29	1.78
614.0	1.56	-1.81	699.6	2.80	-2.76	727.2	-0.36	1.91
614.4	1.28	-1.49	700.0	2.70	-2.62	727.6	-0.36	1.92
614.8	0.87	-1.02	700.4	2.63	-2.52	728.0	-0.31	1.84
615.2	0.70	-0.82	700.8	2.58	-2.46	728.4	-0.23	1.65
615.6	0.71	-0.80	701.2	2.37	-2.23	728.8	-0.16	1.52
616.0	0.67	-0.72	701.6	2.30	-2.12	729.2	-0.15	1.49
616.4	0.65	-0.67	702.0	2.19	-1.99	729.6	-0.14	1.46
616.8	0.63	-0.63	702.4	2.11	-1.90	730.0	-0.11	1.40
617.2	0.58	-0.52	702.8	2.39	-2.21	730.4	-0.02	1.30
617.6	0.47	-0.30	703.2	2.51	-2.36	730.8	-0.01	1.18
618.0	0.48	-0.31	703.6	2.53	-2.38	731.2	0.05	1.04
618.4	0.34	-0.04	704.0	2.46	-2.29	731.6	0.09	0.95
618.8	0.32	0.00	704.4	2.27	-2.07	732.0	0.13	0.86
619.2	0.32	0.00	704.8	2.34	-2.15	732.4	0.14	0.82
619.6	0.32	0.00	705.2	2.54	-2.40	732.8	0.16	0.80
620.0	0.34	-0.02	705.6	2.75	-2.65	733.2	0.19	0.71
620.4	0.37	-0.06	706.0	2.82	-2.74	733.6	0.24	0.60
620.8	0.41	-0.12	706.4	2.82	-2.73	734.0	0.29	0.50
621.2	0.44	-0.22	706.8	2.81	-2.72	734.4	0.32	0.40
621.6	0.47	-0.26	707.2	2.84	-2.76	734.8	0.43	0.14
622.0	0.53	-0.37	707.6	2.93	-2.87	735.2	0.49	0.13
622.4	0.61	-0.52	708.0	3.03	-3.01	735.6	0.57	-0.01
622.8	0.66	-0.69	708.4	3.11	-3.11	736.0	0.71	-0.20
623.2	0.70	-0.74	708.8	3.19	-3.21	736.4	0.91	-0.30
623.6	0.95	-0.86	709.2	3.17	-3.18	736.8	1.13	-0.52
624.0	1.55	-1.75	709.6	3.14	-3.14	737.2	1.73	-1.29
624.4	1.82	-2.08	710.0	3.14	-3.13	737.6	2.22	-1.82
624.8	2.07	-2.41	710.4	3.19	-3.21	738.0	2.51	-2.15
625.2	2.17	-2.56	710.8	3.30	-3.36	738.4	2.74	-2.42
625.6	2.34	-2.77	711.2	3.37	-3.46	738.8	2.97	-2.69
626.0	2.41	-2.90	711.6	3.39	-3.49	739.2	3.11	-2.90
626.4	2.48	-3.01	712.0	3.36	-3.44	739.6	3.25	-3.06
626.8	2.55	-3.13	712.4	3.35	-3.42	740.0	3.34	-3.20
627.2	2.58	-3.36	712.8	3.31	-3.37	740.4	3.42	-3.31
627.6	2.54	-3.11	713.2	3.35	-3.42	740.8	3.47	-3.43
628.0	2.53	-3.09	713.6	3.42	-3.52	741.2	3.58	-3.54
628.4	2.60	-3.21	714.0	3.44	-3.55	741.6	3.62	-3.60
628.8	2.68	-3.33	714.4	3.42	-3.51	742.0	3.64	-3.61
629.2	2.69	-3.36	714.8	3.36	-3.39	742.4	3.70	-3.69
629.6	2.72	-3.41	715.2	3.25	-3.25	742.8	3.72	-3.73

ПЕРЕОПРЕДЕЛЕНИЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

Продолжение табл. 5

λ , нм	$\ln p$	$\ln k_p$	λ , нм	$\ln p$	$\ln k_p$	λ , нм	$\ln p$	$\ln k_p$
743.2	3.76	-3.81	857.6	0.13	1.06	885.2	-0.99	3.15
743.6	3.81	-3.88	858.0	0.10	1.13	885.6	-1.01	3.18
744.0	3.83	-3.91	858.4	0.08	1.14	886.0	-1.06	3.25
831.2	4.28	-4.12	858.8	0.09	1.20	886.4	-1.12	3.33
831.6	4.26	-4.10	859.2	0.04	1.26	886.8	-1.46	3.75
832.0	4.24	-4.07	859.6	0.00	1.35	887.2	-1.75	4.09
832.4	4.23	-4.05	860.0	-0.05	1.46	887.6	-1.74	4.08
832.8	4.19	-4.00	860.4	-0.14	1.64	888.0	-1.61	3.93
833.2	4.15	-3.94	860.8	-0.20	1.75	888.4	-1.42	3.71
833.6	4.10	-3.86	861.2	-0.24	1.84	888.8	-1.29	3.55
834.0	4.07	-3.82	861.6	-0.29	1.94	889.2	-1.25	3.50
834.4	4.02	-3.75	862.0	-0.35	2.05	889.6	-1.23	3.47
834.8	3.92	-3.61	862.4	-0.36	2.07	890.0	-1.20	3.43
835.2	3.78	-3.42	862.8	-0.32	2.00	890.4	-1.23	3.48
835.6	3.61	-3.20	863.2	-0.30	1.96	890.8	-1.25	3.50
836.0	3.45	-2.99	863.6	-0.34	2.03	891.2	-1.26	3.50
836.4	3.24	-2.73	864.0	-0.34	2.04	891.6	-1.25	3.50
836.8	3.13	-2.60	864.4	-0.31	1.98	892.0	-1.16	3.38
837.2	2.98	-2.41	864.8	-0.29	1.94	892.4	-1.15	3.37
837.6	2.84	-2.26	865.2	-0.29	1.94	892.8	-1.17	3.40
838.0	2.35	-1.72	865.6	-0.26	1.88	893.2	-1.16	3.39
838.4	0.74	-0.03	866.0	-0.21	1.78	893.6	-1.24	3.39
838.8	0.68	0.07	866.4	-0.19	1.74	894.0	-1.40	3.57
839.2	0.74	-0.03	866.8	-0.21	1.79	894.4	-1.39	3.55
839.6	2.14	-1.49	867.2	-0.17	1.72	894.8	-1.26	3.51
840.0	2.53	-1.91	867.6	-0.12	1.57	895.2	-1.25	3.50
840.4	2.24	-1.60	868.0	-0.04	1.45	895.6	-1.27	3.53
840.8	0.74	-0.03	868.4	0.02	1.34	896.0	-1.27	3.52
841.2	0.57	0.22	868.8	0.04	1.28	896.4	-1.15	3.37
841.6	0.51	0.35	869.2	0.07	1.21	896.8	-1.02	3.19
842.0	0.55	0.28	869.6	0.09	1.19	897.2	-0.89	3.01
842.4	0.74	-0.03	870.0	0.09	1.18	897.6	-0.84	2.94
842.8	3.01	-2.29	870.4	0.10	1.17	898.0	-0.86	2.97
843.2	3.18	-2.65	870.8	0.12	1.10	898.4	-0.87	2.98
843.6	3.03	-2.47	871.2	0.16	1.01	898.8	-0.90	3.03
844.0	2.58	-1.95	871.6	0.21	0.90	899.2	-0.89	3.01
844.4	2.11	-1.45	872.0	0.25	0.82	899.6	-0.86	2.97
844.8	2.58	-1.94	872.4	0.27	0.77	900.0	-0.81	2.90
845.2	3.07	-2.52	872.8	0.28	0.74	900.4	-0.75	2.80
845.6	3.29	-2.78	873.2	0.31	0.68	900.8	-0.68	2.69
846.0	3.41	-2.94	873.6	0.33	0.64	901.2	-0.63	2.61
846.4	3.48	-3.03	874.0	0.31	0.68	901.6	-0.58	2.52
846.8	3.50	-3.04	874.4	0.25	0.81	902.0	-0.52	2.41
847.2	3.49	-3.03	874.8	0.30	0.70	902.4	-0.47	2.32
847.6	3.46	-2.99	875.2	0.31	0.68	902.8	-0.42	2.23
848.0	3.50	-3.04	875.6	0.30	0.70	903.2	-0.27	2.02
848.4	3.56	-3.11	876.0	0.27	0.74	903.6	-0.20	1.87
848.8	3.67	-3.24	876.4	0.26	0.77	904.0	-0.16	1.77
849.2	3.74	-3.34	876.8	0.27	0.78	904.4	-0.14	1.71
849.6	3.69	-3.27	877.2	0.25	0.82	904.8	-0.07	1.62
850.0	3.68	-3.26	877.6	0.23	0.88	905.2	0.01	1.48
850.4	3.53	-3.07	878.0	0.19	0.96	905.6	0.01	1.40
850.8	3.40	-3.03	878.4	0.17	1.00	906.0	0.05	1.31
851.2	3.41	-2.92	878.8	0.13	1.10	906.4	0.09	1.22
851.6	3.31	-2.80	879.2	0.04	1.38	906.8	0.14	1.11
852.0	3.17	-2.63	879.6	-0.10	1.59	907.2	0.23	0.95
852.4	3.00	-2.42	880.0	-0.29	1.93	907.6	0.28	0.84
852.8	2.81	-2.21	880.4	-0.44	2.25	908.0	0.31	0.77
853.2	2.37	-1.72	880.8	-0.52	2.40	908.4	0.35	0.69
853.6	1.57	-0.88	881.2	-0.64	2.61	908.8	0.38	0.65
854.0	0.72	+0.01	881.6	-0.85	2.95	909.2	0.43	0.51
854.4	0.78	0.08	882.0	-1.08	3.28	909.6	0.50	0.40
854.8	0.55	0.28	882.4	-1.22	3.46	910.0	0.52	0.37
855.2	0.56	0.28	882.8	-1.30	3.56	910.4	0.50	0.40
855.6	0.53	0.32	883.2	-1.39	3.67	910.8	0.48	0.44
856.0	0.44	0.47	883.6	-1.44	3.73	911.2	0.43	0.51
856.4	0.29	0.69	884.0	-1.40	3.68	911.6	0.42	0.53
856.8	0.24	0.80	884.4	-1.22	3.47	912.0	0.46	0.46
857.2	0.19	0.93	884.8	-1.05	3.24	912.4	0.46	0.46

λ , нм	$\ln p$	$\ln k_v$	λ , нм	$\ln p$	$\ln k_v$	λ , нм	$\ln p$	$\ln k_v$
912.8	0.43	0.51	922.4	2.97	-2.31	932.0	3.03	-2.37
913.2	0.43	0.51	922.8	2.94	-2.27	932.4	2.96	-2.27
913.6	0.49	0.42	923.2	2.93	-2.26	932.8	3.02	-2.36
914.0	0.57	0.29	923.6	2.89	-2.22	933.2	3.18	-2.54
914.4	0.61	0.23	924.0	2.83	-2.15	933.6	3.36	-2.75
914.8	0.63	0.20	924.4	2.70	-2.03	934.0	3.49	-2.90
915.2	0.63	0.20	924.8	2.62	-1.93	934.4	3.60	-3.03
915.6	0.64	0.17	925.2	2.52	-1.82	934.8	3.65	-3.08
916.0	0.61	0.23	925.6	2.37	-1.66	935.2	3.68	-3.12
916.4	0.60	0.25	926.0	2.13	-1.41	935.6	3.69	-3.13
916.8	0.64	0.18	926.4	2.39	-1.68	936.0	3.69	-3.13
917.2	0.71	0.07	926.8	2.63	-1.94	936.4	3.69	-3.13
917.6	1.93	-1.17	927.2	3.02	-2.36	936.8	3.69	-3.13
918.0	2.53	-1.84	927.6	3.08	-2.43	937.2	3.72	-3.17
918.4	2.83	-2.06	928.0	3.05	-2.40	937.6	3.77	-3.21
918.8	2.91	-2.24	928.4	2.97	-2.30	938.0	3.82	-3.29
919.2	2.89	-2.22	928.8	2.87	-2.19	938.4	3.91	-3.40
919.6	2.91	-2.24	929.2	2.83	-2.15	938.8	3.99	-3.50
920.0	2.91	-2.24	929.6	2.95	-2.28	939.2	4.07	-3.60
920.4	2.95	-2.24	930.0	3.03	-2.37	939.6	4.13	-3.68
920.8	3.05	-2.40	930.4	3.11	-2.46	940.0	4.18	-3.74
921.2	3.06	-2.62	930.8	3.18	-2.54	940.4	4.24	-3.81
921.6	3.04	-2.39	931.2	3.18	-2.54	940.8	4.24	-3.91
922.0	3.01	-2.36	931.6	3.12	-2.47	941.2	4.25	-3.96

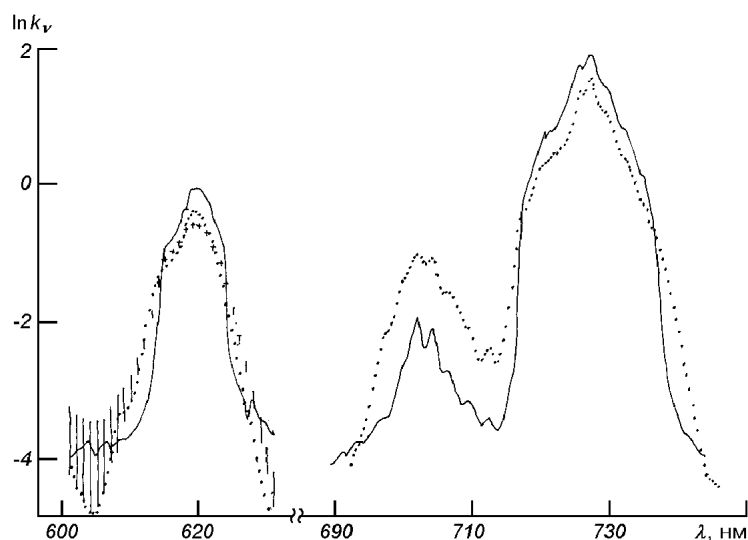


Рис. 6. Сравнение контуров k_v полос поглощения $\lambda\lambda$ 727 и 619 нм: сплошная линия — настоящая работа, точки — [7], крестики и вертикальные линии — данные работ [6, 12] при комнатной температуре

Для определения k_v для каждой из полос поглощения строились графические зависимости $\ln \tau_s(\lambda, NL)$ и определялись поправки $\Delta \ln \tau_s(\lambda, NL)$ относительно их центров. Входя с исправленными значениями $\ln \tau_s(\lambda, NL)$ в эти графические зависимости сначала определялись величины $\ln NL$, а затем по выражению (8) вычислялись $\ln k_v$ (табл. 5 и рис. 6, 7).

Кроме того, были определены еще значения k_v для центров очень слабых и практически невидимых в спектре Юпитера полос $\lambda\lambda$ 441, 510 и 523 нм (табл. 3, четвертая графа). Их наличие в спектре определялось только по незначительному (см. табл. 3) различию отношений $(\tau_v + \tau_c)/\tau_s$ и

Рис. 7. Сравнение контуров k_v полосы поглощения λ 887 нм: сплошная линия — настоящая работа; точки — [7]

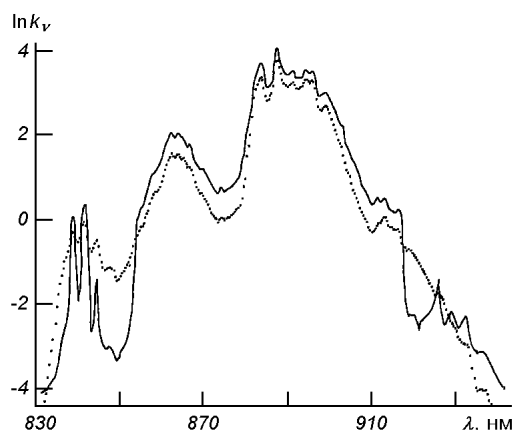


Таблица 6. Интегральные коэффициенты поглощения S_0 в полосе λ 619 нм

S_0 , $\text{см}^{-1}(\text{км-амагат})^{-1}$	T, К	Литературный источник
141	290	[5]
124	290	[6]
133	290	[12]
137	290	[16]
145	200	[16]
200	150	[16]
164	125	[16]
171	100	[16]
129		[7]
164		настоящая работа

τ_k/τ_s . Для сравнения полученных здесь оценок k_v был проведен перерасчет их значений в центрах не использованных для построения графической зависимости $\ln \tau_s(NL)$ полос поглощения на $T = 295$ К ($\ln k_v^*$ в табл. 3), а также рассчитаны интегральные коэффициенты поглощения S_0 в полосе λ 619 нм по различным данным при комнатной температуре и при различных температурах (табл. 6).

Как видно, для большинства полос наши оценки k_v^* находятся в интервале полученных ранее значений, а значение S_0 близко к лабораторно измеренным при $T < 200$ К.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поскольку мы не видим возможности корректной оценки достоверности полученных значений k_v , попытаемся проанализировать вероятную погрешность, которую внесет невыполнение того или иного предположения, принятого в работе. Вопросы об изменении с глубиной значений комплексного показателя преломления, параметров функции распределения частиц по размерам и относительной концентрации метана затрагивать не будем.

1. В реальных условиях не только значения геометрического альbedo, но и его спектральной зависимости определяются с некоторой погрешностью. Погрешность спектральной зависимости A_g приведет к ошибочности графической зависимости рис. 5. Случайная погрешность даст недостоверную оценку $\ln NL$, а значит и k_v . Как видно из рис. 8, особенно существен-

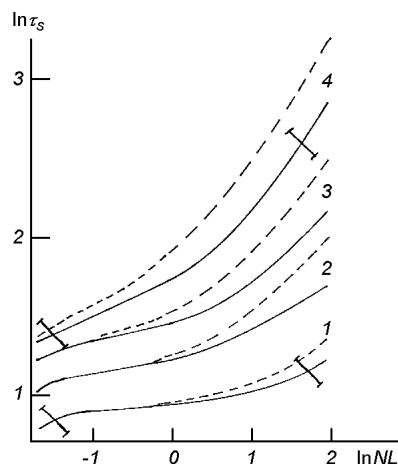


Рис. 8. Рассчитанные зависимости $\ln \tau_s(NL)$ для длин волн $\lambda = 940$ (1), 727 (2), 619 (3) и 486 нм (4) при относительных концентрациях метана 0.0021 (сплошные линии) и 0.0015 (штриховые линии). Наклоненные линии — различие в значениях $\ln \tau_s$ и $\ln NL$, которое имеет место при случайной погрешности 1 % в значениях $A_g(\lambda)$

ную роль случайная погрешность играет в тех слоях атмосферы, для которых наблюдается сравнительное слабое изменение $\ln \tau_s$ с $\ln NL$.

2. Поскольку величина газовой составляющей оптической глубины базируется на использовании данных об относительной концентрации метана, то недостоверность этих оценок скажется на точности оценок $\tau_a(NL, \lambda_0)$, а значит, и на рассчитанных зависимостях $\ln \tau_s(NL, \lambda)$. Кроме того, довольно чувствительным к точности данных об относительной концентрации метана будет и рассчитанное продолжение зависимости $\ln \tau_s(NL, \lambda_0)$. Представление о том, какую погрешность может внести использование ошибочного значения концентрации метана, можно сделать из рис. 8. Как и следовало ожидать, погрешность будет увеличиваться при увеличении роли газового рассеяния, т. е. для коротковолновых полос поглощения и в крыльях полос поглощения, особенно тех, которые формируются ниже облачного слоя. Некоторым подтверждением достоверности принятого здесь значения объемной концентрации метана может быть то, что положение точки перегиба на графической зависимости $\ln \tau_s(NL)$ рис. 5, которая соответствует максимальному объемному коэффициенту рассеяния аэрозоля, практически совпадает с положением такой точки на графической зависимости $\sigma_a(p)$, которая получена по данным нефелометрического эксперимента на зонде КА «Галилео» [17] ($p = 1.25$ бар, стрелка на рис. 5).

3. Важную роль в достоверности полученных значений монохроматического коэффициента поглощения метана играет еще точность учета поглощения в непрерывном спектре. Очевидно, что использование завышенных величин τ_k/τ_s приводит к получению заниженных оценок k_v и наоборот. Наибольшая погрешность будет для слабых полос поглощения и в крыльях всех полос поглощения. В то же время сравнение значений $\ln k_v^*$ и полученных в лабораторных условиях (табл. 3) для полос поглощения $\lambda \lambda$ 441, 510 и 522 нм позволяет утверждать, что используемый здесь метод учета поглощения в непрерывном спектре является довольно корректным. Как видно, согласие между этими оценками практически не зависит от отношения τ_v/τ_k , которое увеличивается от 0.016 для полосы поглощения λ 441 нм до 67.2 для λ 912 нм.

4. Характерной особенностью этого метода определения коэффициентов поглощения метана является то, что его значение на произвольной длине волны невозможно однозначно связать с метаном. Дело в том, что в атмосфере любой планеты на один и тот же спектральный интервал могут

попадать полосы поглощения различных газов, а для планет-гигантов еще и индуцированные давлением полосы поглощения.

5. Безусловно, значительную роль в достоверности полученных значений k_ν играет и принятая при расчетах форма индикатрисы рассеяния, особенно ее изменение с длиной волны.

Отметим, что рассмотренные здесь источники погрешности присущи и описанному в работах [7, 8] методу, но там они проявляются в более скрытой форме.

В заключение отметим, что полученные здесь оценки монохроматических коэффициентов поглощения метана необходимо принимать только в качестве первого приближения. Для их уточнения необходимо предпринять ряд шагов.

1. Необходимо использовать высокоточные наблюдательные данные не для всего диска, а для отдельных деталей на центральном меридиане диска. Это позволит исключить влияние горизонтальной неоднородности не только оптических свойств облачных слоев, но и высоты верхней границы облачных слоев. Погрешность измерений, хотя бы относительная, не должна превышать 0.001. Особое внимание следует обратить на корректность исключения в наблюдаемых спектрах планет теллурических полос поглощения, особенно паров воды на $\lambda\lambda$ 727 и 887 нм.

2. Провести высокоточные (с погрешностью около 1 %) определения коэффициентов поглощения метана в интервале длин волн $\lambda\lambda = 440...1000$ нм при комнатной температуре, и хотя бы для одной из них исследовать изменение $k_\nu(T)$ в пределах температур от 295 до 60 К.

3. Модельные расчеты для определения рассеивающей и поглощающей составляющих эффективной оптической глубины вести с учетом реальных изменений оптических свойств атмосферы с длиной волны, т. е. с учетом спектрального изменения индикатрисы рассеяния газовой-аэрозольной среды.

4. Минимизировать обсуждаемые выше источники погрешности.

Считаю необходимым выразить благодарность рецензенту за сделанные замечания.

1. Длугач Ж. М. Разложение индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра // Кинематика и физика небес. тел.—1985.—1, № 6.—С. 16—23.
2. Мороженко А. В. Проблемы вертикальной структуры облачных слоев планет-гигантов // Кинематика и физика небес. тел.—1993.—9, № 6. С. 3—26.
3. Мороженко А. В. Различие вертикальных структур облачных слоев планет-гигантов // Кинематика и физика небес. тел.—2001.—17, № 3. С. 261—278.
4. Мороженко А. В. Переопределение значений монохроматических коэффициентов поглощения метана с учетом тепловых режимов планет-гигантов. I. Полоса поглощения на $\lambda = 619$ нм // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—18, № 4.—С. 376—384.
5. Fink U., Benner D. Ch., Dick K. A. Band model analysis of laboratory methane absorption spectra from 4500 to 10500 Å // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.—1977.—18, N 3.—P. 447—457.
6. Giver L. P. Intensity measurements of the CH₄ bands in the region 4350 to 10600 Å // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transpher.—1978.—19, N 2.—P. 311—322.
7. 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.
8. Karkoshka E., Tomasko M. G. Saturn's upper troposphere 1986—1989 // Icarus.—1992.—97, N 2.—P. 161—181.
9. Lindal G. F. The atmosphere of Neptune: An analysis of radio occultation data acquired with Voyager 2 // Astron. J.—1992.—103, N 3.—P. 967—982.
10. Lutz B. L., Owen T., Cess R. D. Laboratory band strengths of methane and their application to the atmospheres of Jupiter, Saturn, Uranus, Neptune, and Titane // Astrophys. J.—1976.—203, N 2, Pt. 1.—P. 541—551.
11. Lutz B. L., Owen T., Cess R. D. Laboratory band strengths of methane and their application to the atmospheres of Jupiter, Saturn, Uranus, Neptune, and Titane II. The red region

- 6000—7600 \AA // *Astrophys. J.*—1982.—258, N 3, Pt. 1.—P. 886—898.
12. *Mickelson M. E., Larson L. E., Schubert A.* New Measurements of the 6190A band of methane // *J. Geophys. Res.*—1991.—96, N E2.—P. 17507—17512.
 13. *Morozhenko A. V., Yanovitskij E. G.* The optical properties of Venus and Jovian planets. I. The atmosphere of Jupiter according to polarimetric observations // *Icarus.*—1973.—18, N 4.—P. 583—592.
 14. *Niemann H. B., Atreya S. K., Carignan G. R., et al.* The composition of the Jovian atmosphere as determined by the Galileo probe mass spectrometer // *J. Geophys. Res.*—1998.—103, N E10.—P. 22831—22845.
 15. *Ragent B., Colburn D. S., Rages K. A., et al.* The clouds of Jupiter: Results of the Galileo Jupiter mission probe nephelometer experiment // *J. Geophys. Res.*—1998.—103, N E10.—P. 22891—22909.
 16. *Smith W. H., Conner Ch. P., Baines K. H.* Absorption coefficient for the 6190 \AA band between 290 and 100 K with application to Uranus' atmosphere // *Icarus.*—1990.—85, N 1.—P. 58—64.
 17. *Varanasi P., Sarangi S., Pugh L.* Measurements of the infrared lines of planetary gases low temperatures. I. ν_3 — fundamental of methane // *Astrophys. J.*—1973.—179, N 3, Pt. 1.—P. 977—982.

Поступила в редакцию 25.07.03