

УДК 523.481-852

А. В. Мороженко, Н. М. Костокрыз

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

Особенности формирования деталей комбинационного рассеяния в неизотермической атмосфере

Промоделировано влияние неизотермичности атмосфер планет на интенсивность деталей комбинационного рассеяния в их спектрах (на примере планеты Нептун). Показано, что в оптически однородной неизотермической атмосфере интенсивность комбинационного рассеяния будет зависеть от глубины уровня его формирования и что учет реальных температурных профилей при его анализе приводит к значительным погрешностям значений оптических параметров атмосферы.

ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ДЕТАЛЕЙ КОМБІНАЦІЙНОГО РОЗСІЯННЯ В НЕІЗОТЕРМІЧНІЙ АТМОСФЕРІ, Мороженко О. В., Костокрыз Н. М. — Промодельовано вплив неизотермічності атмосфер планет на інтенсивність деталей комбінаційного розсіяння у їхніх спектрах (на прикладі планети Нептун). Показано, що в оптично однорідній неизотермічній атмосфері інтенсивність комбінаційного розсіяння буде залежати від глибини рівня його формування і що неврахування реальних температурних профілів при його аналізі призводить до великих похибок значень оптичних параметрів атмосфери.

SOME FEATURES OF FORMATION OF DETAILS OF RAMAN SCATTERING IN A NON-ISOTHERMAL ATMOSPHERE, by Morozhenko O. V., Kostogryz N. M. — The influence of non-isothermal atmosphere on the intensity of details of the Raman scattering is computed for a spectrum of Neptune. The following inferences are made: the intensity of this scattering depends on the depth of the level of its formation in an optical homogeneous non-isothermal atmosphere; neglect of real temperature profiles during the analysis of observation data leads to large errors in the parameters of the atmosphere upper levels.

ВВЕДЕНИЕ

В ряде работ [1—5] данные об интенсивности деталей комбинационного рассеяния в спектрах планет-гигантов используются для определения оптических характеристик и вертикальной структуры верхних слоев их атмос-

феры, в том числе и отношения τ_a/τ_R и τ_κ/τ_R или σ_a/σ_R , σ_κ/σ_R (τ_a и τ_R — рассеивательные составляющие оптической глубины аэрозоля и газа, τ_κ — поглощательная составляющая оптической глубины; через σ здесь обозначены усредненные по лучу зрения значения соответствующих объемных коэффициентов).

МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ

Учет эффекта комбинационного рассеяния делался на основе анализа модифицированного Дж. Поллаком [10] выражения для альbedo однократного рассеяния ω :

$$\omega = \frac{\sigma_R + \sigma_a + \sum \sigma_R^i(f_{\lambda_i}/f_{\lambda_0})}{\sigma_R + \sigma_a + \sigma_\kappa + \sum \sigma_R^i} = \frac{\tau_R + \tau_a + \sum \tau_R^i(f_{\lambda_i}/f_{\lambda_0})}{\tau_R + \tau_a + \tau_\kappa + \sum \tau_R^i}, \quad (1)$$

где σ_R^i (τ_R^i) — усредненные по лучу зрения объемные коэффициенты (оптические глубины) комбинационного рассеяния молекулами, f_λ — интенсивность солнечного излучения на длине волны λ , λ_i — длина волны, с которой соответствующими переходами в процессе комбинационного рассеяния световой фотон перенесен на длину волны λ_0 . На практике удобнее пользоваться следующей формой выражения (1):

$$\omega = \frac{1 + [\sigma_a + \sum \sigma_R^i(f_{\lambda_i}/f_{\lambda_0})]/\sigma_R}{1 + [\sigma_a + \sigma_\kappa + \sum \sigma_R^i]\sigma_R} = \frac{1 + [\tau_a + \sum \tau_R^i(f_{\lambda_i}/f_{\lambda_0})]/\tau_R}{1 + [\tau_a + \tau_\kappa + \sum \tau_R^i]\tau_R}. \quad (2)$$

Если учесть, что необходимая точность учета комбинационного рассеяния достигается при учете только стоксовых вращательных $S(0)$, $O(2)$, $S(1)$ и колебательного $Q_1(1)$ переходов [7, 8], то соответствующие суммы выражения (2) для чисто водородной атмосферы записываются в виде

$$A = \sum \tau_R^i = (N_0\tau_{S(0)} + N_2\tau_{O(2)} + N_1\tau_{S(1)} + \tau_{Q_1(1)})/\tau_R, \quad (3)$$

$$D = \sum \tau_R^i(f_{\lambda_i}/f_{\lambda_0}) = 1 + \{(N_0\tau_{S(0)} + N_2\tau_{O(2)})f_{\lambda_1} + N_1\tau_{S(1)}f_{\lambda_2} + \tau_{Q_1(1)}f_{\lambda_3}\}/(f_{\lambda_0}\tau_R). \quad (4)$$

Здесь λ_1 , λ_2 , λ_3 — длины волн, с которых вращательными ($S(0)$, $O(2)$, $S(1)$) и колебательными ($Q_1(1)$) стоксовыми переходами комбинационное рассеяние переносит солнечный фотон на длину волны λ_0 ; $\tau_{S(0)}$, $\tau_{O(2)}$, $\tau_{S(1)}$ и $\tau_{Q_1(1)}$ — оптические глубины комбинационного рассеяния соответственных переходов.

Поскольку реальные атмосферы планет-гигантов являются водородно-гелиевыми (с относительными концентрациями этих газов примерно 0.85 и 0.15 соответственно), то выражения (3) и (4) следует переписать в виде

$$A = 0.85 \cdot (N_0\tau_{S(0)} + N_2\tau_{O(2)} + N_1\tau_{S(1)} + \tau_{Q_1(1)})/\tau_R, \quad (5)$$

$$D' = 1 + 0.85 \cdot [(N_0\tau_{S(0)} + N_2\tau_{O(2)})f_{\lambda_1} + N_1\tau_{S(1)}f_{\lambda_2} + \tau_{Q_1(1)}f_{\lambda_3}]/(f_{\lambda_0}\tau_R), \quad (6)$$

Расчитанные на одну молекулу для длины волны $\lambda = 400$ нм значения σ_R^i , а также интервалы частот $\Delta\nu$, на которые комбинационным рассеянием смещается рассеянный квант, приведены в работе [8]. Поскольку на практике удобнее пользоваться не зависящими от длины волны относитель-

ными единицами (например, $\tau_{S(0)}/\tau_R = \tau'_{S(0)}$ или $\sigma_{S(0)}/\sigma_R = \sigma'_{S(0)}$), то ниже приводим именно эти величины для гелиево-водородной атмосферы: $\sigma'_{S(0)} = 0.0251$ ($\Delta\nu = 354 \text{ см}^{-1}$), $\sigma'_{O(2)} = 0.00562$ ($\Delta\nu = 354 \text{ см}^{-1}$), $\sigma'_{S(1)} = 0.0145$ ($\Delta\nu = 587 \text{ см}^{-1}$), $\sigma'_{Q_1(1)} = 0.00724$ ($\Delta\nu = 4161 \text{ см}^{-1}$). Напомним, что рассчитанный на одну молекулу коэффициент релеевского рассеяния σ_R на длине волны $\lambda = 400 \text{ нм}$ равен $3.52 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ для водородной атмосферы и $3.023 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ для гелиево-водородной атмосферы. Значения λ_i (в сантиметрах) рассчитываются как $\lambda_i = (\lambda_0^{-1} + \Delta\nu)^{-1}$.

Во всех упомянутых выше работах, где анализировались данные об интенсивности деталей комбинационного рассеяния, рассматривалась модель изотермической атмосферы, тогда как реальные атмосферы планет-гигантов характеризуются довольно сложными температурными профилями [9]. Вследствие этого значения параметра D будут зависеть не только от длины волны, но и давления, так как с изменением температуры изменяется относительное количество молекул водорода в орто- и парасостояниях. Напомним, что поскольку молекула водорода имеет два атома с одинаковыми значениями спина ($1/2$), то суммарный спин может равняться 1 (симметричный уровень или орто-водород) или 0 (асимметричный уровень или пара-водород), для которых населенности молекул определяются соответственно выражениями

$$N' = 3(2J + 1) \exp\left[-BJ(J+1) \frac{hc}{kT}\right], \quad J = 1, 3, 5, \dots,$$

$$N' = (2J + 1) \exp\left[-BJ(J+1) \frac{hc}{kT}\right], \quad J = 0, 2, 4, \dots$$

Здесь B — вращательная постоянная, значение которой для молекулы водорода равно 60 см^{-1} , h — постоянная Планка, c — скорость света, k — постоянная Больцмана, T — температура. Поскольку количество молекул водорода, которое соответствует переходу $J = 0$, не зависит от температуры, то в выражениях (3), (4) и (5), (6) использовались значения N_0 , N_1 , N_2 , рассчитанные с учетом нормировки в соответствии с выражением

$$a(N'_0 + N'_1 + N'_2) = 1.$$

Поэтому при определении величин отношений $\tau_a/\tau_R = b(\lambda)$ и $\tau_c/\tau_R = a(\lambda)$ из предложенной в работе [5] системы уравнений

$$\sum [D'(\lambda_i)/\omega(\lambda_i)]/n - (1 + A) = b(\lambda) + a(\lambda) \sum [1 - 1/\omega(\lambda_i)]/n,$$

$$\sum [D'(\lambda_j)/\omega(\lambda_j)]/m - (1 + A) = b(\lambda) + a(\lambda) \sum [1 - 1/\omega(\lambda_j)]/m,$$

необходимо еще учитывать и то, что на значения $D'(\lambda_i)$, $D'(\lambda_j)$ и A может сказаться различие уровней формирования линий, входящих в эту систему. Напомним, что здесь λ_i и λ_j — длины волн, которые соответствуют положению в спектре фраунгоферовой линии, для которых всегда $D > 1$ и по $m/2$ линий с $D < 1$ соответственно с $\lambda_j > \lambda_i$ и $\lambda_j < \lambda_i$.

Целью настоящей статьи являются на примере температурного профиля атмосферы Нептуна [9] рассмотреть: 1) изменение эффектов комбинационного рассеяния в зависимости от эффективной глубины формирования интенсивности диффузно отраженного излучения; 2) влияние неучета реального температурного профиля на определяемые значения отношений τ_a/τ_R , τ_c/τ_R и τ_c/τ_S .

Прежде чем приступить к соответствующим расчетам, отметим следующее. Как видно из выражений (1) и (2), они учитывают только те фотоны, которые комбинационным рассеянием перенесены на длину волны λ_0 . Поскольку одновременно с этой длины волны точно такая же часть фотонов и относительной энергии A переносится на другие длины волн, то более корректным для альbedo однократного рассеяния будет выражение

$$\omega = \frac{\tau_a/\tau_R + D}{1 + \tau_a/\tau_R + \tau_c/\tau_R}, \quad (7)$$

где $D = D' - A$. Очевидно, что при $f_{\lambda_1}/f_{\lambda_0} = 1$ ($D = 1$) комбинационное рассеяние не проявится в спектре планеты, а поэтому выражение (7) совпадает с обычно принятой формой выражения для альbedo однократного рассеяния.

Поскольку интенсивность диффузно отраженного излучения формируется на уровне с эффективным давлением $P_{0, \text{эф}}$ и $T_{\text{эф}}$, то в формировании деталей комбинационного рассеяния принимает участие вся расположенная выше атмосфера с характерным для нее высотным профилем температуры. Для учета этого мы будем использовать предложенный в работе [6] метод, согласно которому атмосфера разбивается на множество считающихся изотермическими слоев, для каждого из которых рассчитывались значения N_i^j , а также A^j и D^j . После этого по одинаковым по форме выражениям (например, для D^j)

$$D(p) = \sum_{i=1}^j \frac{p_i T_0}{p_0 T_i} D^i / \sum_{i=1}^j \frac{p_i T_0}{p_0 T_i}$$

находились их усредненные по лучу зрения до уровня с давлением P величины.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассчитанные профили $A(p)$, $D(p)$ показаны на рис. 1. Кроме того, для трех уровней в атмосфере (с давлениями 0.0025, 0.14086 и 6.268 бар) были рассчитаны спектральные значения $\omega(\lambda)$ при $\tau_c/\tau_R = 0.200$ и $\tau_a/\tau_R = 1$

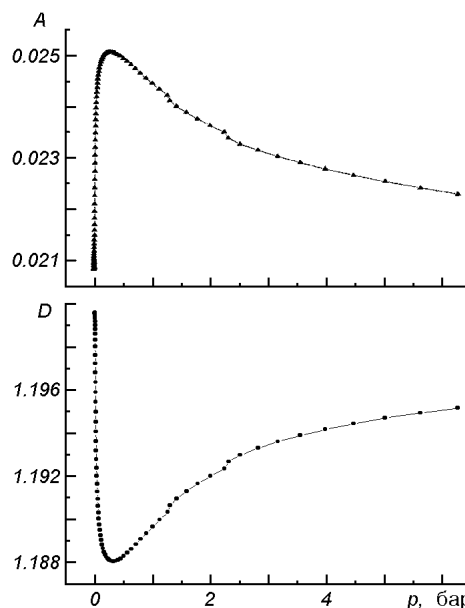


Рис. 1. Изменения с глубиной в атмосфере Нептуна значений A и значений D для $\lambda = 393$ нм

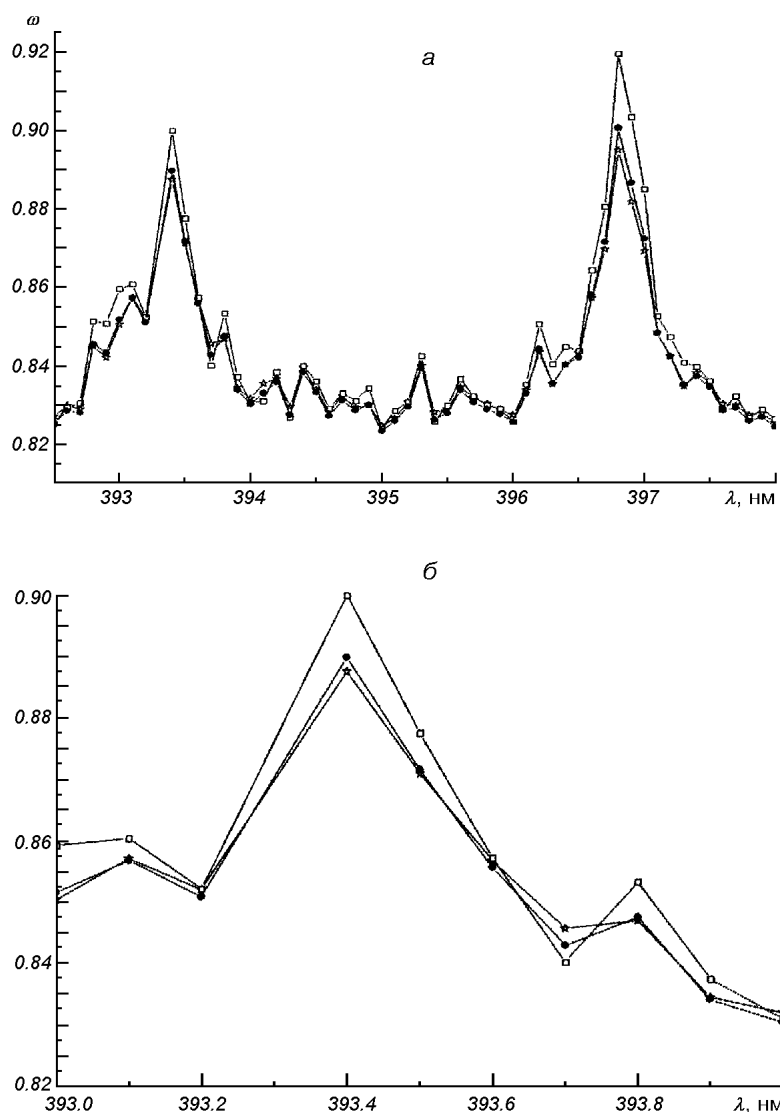


Рис. 2. Спектральные изменения альbedo однократного рассеяния на уровнях атмосферы Нептуна со значениями давления $P = 0.00251$ (звездочки); 0.141 (квадратики) и 6.268 бар (точки) при $\tau_a/\tau_R = 1$ для $\tau_c/\tau_R = 0.2$; а — в диапазоне $\lambda = 393-398$ нм, б — фрагмент $\lambda = 393-394$ нм

(рис. 2), а для уровня с давлением 0.141 бар — еще и со значениями $\tau_a/\tau_R = 0, 1, 3, 9$ и (рис. 3).

Из рис. 1 и 2 следует, что значения параметров A и D изменяются с глубиной в атмосфере, а потому использование модели изотермической атмосферы при анализе наблюдений интенсивности деталей комбинационного рассеяния безусловно приведет к ошибкам определяемых отношений τ_a/τ_R , τ_c/τ_R и τ_c/τ_S . Для оценки вероятной погрешности в качестве наблюдательных данных мы приняли рассчитанные по выражениям (8) и (7) значения D и ω для уровня с давлением 0.141 бар и длин волн, на которые приходится фраунгоферовская линия F ($\lambda 397.0$ нм) и ее «дух» (D). Затем, используя модель изотермической атмосферы с $T = 51.7$ К, из системы

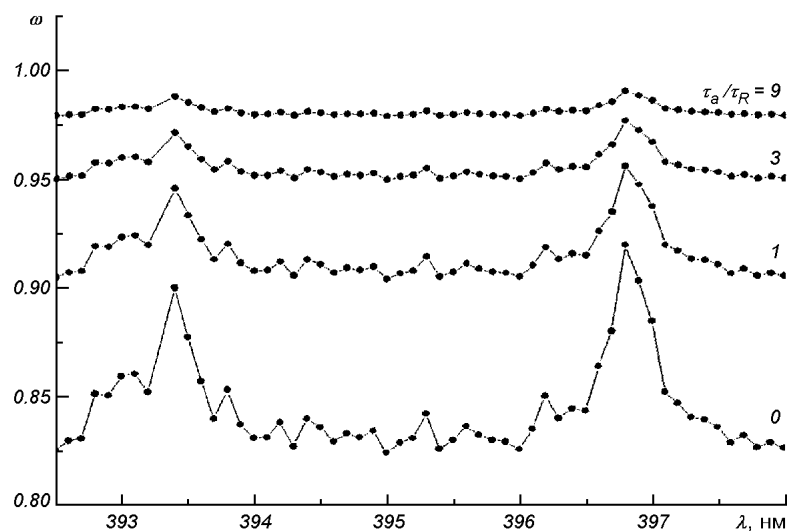


Рис. 3. Спектральные изменения альbedo однократного рассеяния на уровне атмосферы Нептуна со значением давления $P = 0.141$ бар при разных соотношениях $\tau_a/\tau_R = 0, 1, 3, 9$ для $\tau_\kappa/\tau_R = 0.2$

уравнений

$$\begin{aligned} (D/\omega)^F - 1 &= (\tau_\kappa/\tau_R) - [(1/\omega)^F - 1](\tau_a/\tau_R), \\ (D/\omega)^D - 1 &= (\tau_\kappa/\tau_R) - [(1/\omega)^D - 1](\tau_a/\tau_R) \end{aligned} \quad (8)$$

были найдены значения отношений τ_a/τ_R и τ_κ/τ_R , а также

$$\tau_\kappa/\tau_S = (\tau_\kappa/\tau_R) / [1 + (\tau_a/\tau_R)],$$

которые приведены в таблице.

Сравнение найденных результатов из системы (8) параметров атмосферы с реальными

P, бар	Найденные из системы (8)			Реальные		
	τ_a/τ_R	τ_κ/τ_R	τ_κ/τ_S	τ_a/τ_R	τ_κ/τ_R	τ_κ/τ_S
0.00251	1.79009	0.28269	0.101	1	0.2	0.1
0.141	1.0459	0.20422	0.0998			
6.268	1.52713	0.257076	0.1017			

Как видно, неучет реального температурного профиля в атмосфере при анализе интенсивности деталей комбинационного рассеяния приводит к существенным погрешностям определяемых параметров.

ВЫВОДЫ

Итак, расчеты с учетом реального температурного профиля в планетной атмосфере показывают, что в зависимости от уровня формирования интенсивности диффузно отраженного излучения интенсивности деталей комбинационного рассеяния действительно ощутимо будут различаться.

Неучет реальных температурных профилей при анализе интенсивности деталей комбинационного рассеяния приводит к значительным погрешностям определяемых значений оптических параметров атмосферы.

1. Дементьев М. С. Оценка относительного содержания аэрозоля и радиуса частиц в атмосфере Урана // Кинематика и физика небес. тел.—1992.—8, № 2.—С. 25—35.
2. 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.
3. 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.
4. Мороженко А. В. Модель вертикальной структуры оптических параметров атмосферы Нептуна // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 3.—С. 254—264.
5. Мороженко А. В. Различие вертикальных структур облачных слоев планет-гигантов // Кинематика и физика небес. тел.—2001.—17, № 3.—С. 261—278.
6. Мороженко А. В. Переопределение монохроматических коэффициентов поглощения метана с учетом тепловых режимов планет-гигантов. II. Юпитер // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—19, № 6.—С. 483—500.
7. Belton M. J. S., Wallace L., Price M. J. Observation of the Raman effect in the spectrum of Uranus // *Astrophys. J.*—1973.—184, N 3.—P. 143—146.
8. Cochran W. D., Trafton L. M. Raman scattering in the atmospheres of the major planets // *Astrophys. J.*—1978.—219, N 1.—P. 756—762.
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. Pollack J. B., Rages K., Baines K. H., et al. Estimates of the bolometric albedos and radiation balance of Uranus and Neptune // *Icarus.*—1986.—65, N 2/3.—P. 442—466.

Поступила в редакцию 28.12.04