

Т. КИППЕР

КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ В АТМОСФЕРАХ М-ЗВЕЗД

Наземные инфракрасные наблюдения [1] привели к отождествлению полос H_2O и CO в атмосферах М-гигантов и М-сверхгигантов. В ходе полета «Стратоскопа II» в ноябре 1963 г. были измерены спектры шести красных гигантов в области 1,0—3,0 мк, которые обнаружили поглощение в полосах 1,14; 1,4; 1,9 и 2,7 мк H_2O и 2,35 мк CO [2]. Полосы CO были наблюдаемы также в спектрах М-, N- и S-звезд в областях 1,5—1,8 мк и 1,9—2,5 мк [1].

В свете этих данных становится крайне желательным учет молекулярного поглощения при изучении спектров этих звезд и особенно при построении моделей атмосфер. Грубый учет полос H_2O О. Джинджеричем [3] при построении моделей атмосфер поздних звезд привел к удвоению поверхностной температуры и изменению отношения H_2/N до 10^7 раз (модель с $T_e = 2500^\circ$ и $\lg g = 5$). Наибольшую роль молекулярное поглощение играет в инфракрасной (ИК) области ввиду того, что для поздних звезд максимум выходящего излучения попадает именно в ИК область (1—3 мк). В звездах класса М в этой области должны играть большую роль колебательно-вращательные и чисто вращательные полосы H_2O , CO и OH . При температурах, которые встречаются в звездных атмосферах, главную роль играют высокие вращательные уровни, поэтому число вращательных линий очень велико (порядка 10^6) и рассматривать отдельно каждую линию невозможно даже с помощью современных ЭЦВМ. Вследствие этого поглощение в указанных полосах нужно учитывать приближенно, например, считая, что большое число вращательных линий образует псевдоконтинуум. Такой подход кажется нам оправданным ввиду большой ширины отдельных линий. Расширение линий давлением должно быть очень большим в атмосферах карликов и гигантов поздних спектральных типов. Модели, рассчитанные О. Джинджеричем [3], дают величины, которые превышают до 100 раз давление в земной атмосфере, где, как известно, разрешить вращательные линии можно лишь приборами очень высокой разрешающей силы. В сверхгигантах наблюдаются большие турбулентные скорости, которые также расширяют линии.

В образование псевдоконтинуума вносят свой вклад также слабые полосы, заполняющие промежутки между линиями.

Одной из возможностей учесть поглощение молекулами в виде псевдоконтинуума является модель «слабо перекрывающихся линий» [4, 6].

Если большое число вращательных линий частично перекрывается, то поглощение будет весьма медленно меняться с длиной волны. В этих условиях коэффициент поглощения можно представить в виде

$$k_\nu = \frac{\pi e^2}{mc} \frac{\Delta f}{\Delta \nu} \quad (1)$$

В дальнейшем предположим, что имеет место локальное термодинамическое равновесие и что поглощение в молекулярных полосах является истинным поглощением.

Первое из этих предположений может не выполняться в атмосферах сверхгигантов, но энергии вращательных уровней молекул близки друг к другу по сравнению с величиной kT , поэтому ударные процессы очень эффективны. С другой стороны, из-за сравнительно малой частоты излучения радиативные процессы малоэффективны. Поэтому можно ожидать, что заселенности уровней в большой степени зависят от локальной кинетической температуры и непрозрачность ведет себя как истинное поглощение.

Рассмотрим сперва колебательно-вращательные полосы. Для двухатомных молекул можем с учетом вынужденного излучения написать

$$\Delta f = f_{v''v'''} S_{j''j'''} \exp(-E_{v''}/kT - E_{j''}/kT) \times \\ \times (1 - \exp(-h\nu/kT)) / Q_v(T) Q_r(T). \quad (2)$$

Здесь $f_{v''v'''}$ — сила осциллятора колебательного перехода $v'' \rightarrow v'''$; $S_{j''j'''}$ — сила вращательной линии для перехода $j'' \rightarrow j'''$; величины $E_{v''}$ и $E_{j''}$ — соответствующие энергии нижних уровней; Q_v и Q_r — колебательные и вращательные суммы по состояниям. Электронные состояния с точки зрения нашей проблемы столь далеки друг от друга, что мы можем считать все молекулы находящимися в основном состоянии.

Нас интересует отношение $\Delta f/\Delta \nu$, а не сила каждой вращательной линии в отдельности, поэтому приближенно

$$S_{j''j'''} = (2j'' + 1)/2. \quad (3)$$

Рассмотрим колебательные переходы $v''_i \rightarrow v''_i + \Delta v_i$, где Δv_i — изменение колебательного квантового числа, которое при учете ангармоничности колебаний может принимать значения $\Delta v_i = \pm 1, 2, 3, \dots$. В приближении гармонического осциллятора энергию нижнего колебательного уровня можем записать в виде

$$E_{v''} \approx hc \sum_i \omega_i \left(v''_i + \frac{1}{2} \right), \quad (4)$$

где ω_i — основные колебательные частоты молекулы. (Для CO $\omega_1 = 2170 \text{ см}^{-1}$, для OH $\omega_1 = 3568 \text{ см}^{-1}$ и для H₂O $\omega_1 = 3657 \text{ см}^{-1}$, $\omega_2 = 1595 \text{ см}^{-1}$ и $\omega_3 = 3756 \text{ см}^{-1}$.) Так как нас не интересует тонкая структура полос, мы можем не учитывать вырождение относительно квантового числа k и использовать для энергии нижнего вращательного уровня приближение линейной молекулы

$$E_j = hcB_e j(j+1), \quad (5)$$

где B_e — эквивалентная вращательная постоянная, которая соответствует моменту инерции перпендикулярно оси симметрии.

Далее имеем для сумм по состояниям [4]

$$Q_r = kT/hcB_e \quad (6)$$

и

$$Q_v = \prod_j \left[1 - \exp\left(-\frac{hc\omega_j}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (7)$$

Если ω_0 является началом колебательной полосы, то частота перехода $\nu''j'' \rightarrow \nu'j'$ выражается в виде

$$|\omega - \omega_0| \approx 2B_e j. \quad (8)$$

Если теперь потребовать, чтобы в интервале $\Delta\nu$ поместилась только одна линия и чтобы она полностью заполнила этот интервал, то для ширины такого интервала имеем

$$\Delta\nu = c\Delta\omega = 2cB_e. \quad (9)$$

Используя приведенные формулы, можем для коэффициента поглощения написать выражение

$$k_\nu = \sum_{\Delta\nu} \sum_v \frac{\pi e^2}{mc^2} f_{\nu''\nu'} \Psi(\omega, T) \left(1 - e^{-\frac{hc\omega}{kT}} \right) \frac{\exp(-E_{\nu'}/kT)}{Q_\nu(T)}, \quad (10)$$

где суммирование ведется по всем колебательным переходам и системам колебательных переходов с разными $\Delta\nu$. Функцию Ψ , которая характеризует распределение вращательных переходов, можем согласно предыдущим формулам написать в виде

$$\Psi(\omega, T) = \frac{hc|\omega - \omega_0|}{4kTB_e} \exp\left(-\frac{hc|\omega - \omega_0|^2}{4kTB_e}\right). \quad (11)$$

Используя результаты, полученные в работе [5], можем сумму по колебательным переходам выразить в виде

$$k_\nu = \sum_{\Delta\nu} \frac{\pi e^2}{mc^2} f_0^{\Delta\nu} \Psi_{\Delta\nu}(\omega, T) \Phi_{\Delta\nu}(T), \quad (12)$$

где $f_0^{\Delta\nu}$ — сила осциллятора перехода с основного колебательного уровня в системе переходов с $\nu' = \nu'' + \Delta\nu$, а функция

$$\Phi(T) = \prod_j \left[1 - e^{-\frac{hc\omega_j}{kT}} \right]^{-\Delta\nu_j} \left[1 - \exp\left(-\frac{hc}{kT} \sum_i \omega_i \Delta\nu_i\right) \right] \quad (13)$$

характеризует зависимость от температуры полного поглощения в колебательно-вращательной полосе.

Приведенные формулы пригодны для расчета коэффициента поглощения, обусловленного двухатомными линейными молекулами. К числу последних принадлежат СО и ОН, для которых используем вращательные константы $B_e = 1,9314$ и $B_e = 18,867$ соответственно. Выражение для энергетических уровней молекул типа асимметричного волчка, таких как молекула H_2O , очень сложное. Поэтому сделаем сильное упрощение: используем и для H_2O модель симметричного волчка, причем снова не будем принимать во внимание квантовое число k , поскольку нас не интересует точное положение и сила каждой вращательной линии. Такое приближение оправдывается сравнением с экспериментами по излучательной способности водяного пара, которые весьма хорошо согласуются с вычислениями при таком предположении [7].

В качестве B_e для H_2O используем значение 17,14 [6]. Этот выбор сделан на основе среднего значения терма для молекул типа асимметричного волчка, выражаемого в виде

$$E_j = \frac{hc}{3} (A + B + C)j(j+1), \quad (14)$$

которое похоже на выражение энергии линейной молекулы при

$$B_e = \frac{1}{3} (A + B + C) = 17,14. \quad (15)$$

Здесь A , B и C — вращательные постоянные для трех главных моментов инерции асимметричного волчка.

В дальнейшем учтем следующие колебательно-вращательные полосы: для H_2O 1,14; 1,38; 1,87; 2,7; 6,3 мк, для CO 2,3 и 4,6 мк, для OH 1,4 и 2,8 мк. Силы осцилляторов взяты из работы Т. Туджи [6].

Далее рассмотрим чисто вращательные полосы. Для них

$$\Delta f = f(2j + 1) \exp[-(E_v'' + E_j'')/kT]/Q_v Q_r, \quad (16)$$

где для силы осциллятора чисто вращательных переходов имеем

$$f = \frac{8\pi^2}{3} \frac{mc}{\hbar e^2} \omega \frac{j}{2j + 1} \mu_0^2. \quad (17)$$

Здесь μ_0^2 — квадрат постоянного дипольного момента (для H_2O $\mu_0 = 1,87 \cdot 10^{-18}$, для CO $\mu_0 = 0,118 \cdot 10^{-18}$ и для OH $\mu_0 = 1,54 \cdot 10^{-18}$ в ед. CGSE).

Используя формулы (5), (6), (8), (9) и то, что статистический вес колебательного состояния равен единице, имеем

$$k_v = \frac{2\pi^2}{3} \mu_0^2 \frac{\omega(\omega - 2B_e)}{kTB_e} \exp\left(-\frac{\hbar c \omega(\omega - 2B_e)}{4kTB_e}\right) \times \\ \times (1 - \exp(-\hbar c \omega/kT)). \quad (18)$$

Чтобы по этой формуле получить согласие с экспериментом, придется для H_2O выбрать $B_e = 26,6$ [6].

Вычисления показывают, что чисто вращательные полосы CO благодаря малому значению μ_0 имеют малое влияние в атмосферах поздних звезд, хотя концентрация CO в таких атмосферах весьма большая. Из-за малой концентрации по сравнению с H_2O чисто вращательные полосы OH также имеют второстепенное значение. Линии в чисто вращательных полосах CO и OH расположены относительно далеко друг от друга и применение модели «слабо перекрывающихся линий» при этом не оправдано. Поэтому в дальнейшем учтем колебательно-вращательные полосы H_2O , CO и OH и чисто вращательные полосы H_2O .

Непрерывное поглощение при диссоциации молекул можно не учитывать, так как молекулы, которые обильны в атмосферах звезд поздних спектральных типов, имеют потенциал диссоциации порядка 5 эв и больше, некоторые молекулы, имеющие потенциал диссоциации 3 эв, встречаются в небольшом количестве.

Учет полос металлических оксидов в более коротковолновой области в настоящее время невозможен из-за отсутствия значений сил осцилляторов электронных переходов. Но для построения моделей атмосфер эта область имеет второстепенное значение. Однако для вычисления выходящего потока в видимой и фотографической области эти полосы должны быть учтены.

Кроме молекулярного поглощения, в атмосферах звезд позднего класса важно непрерывное поглощение, обусловленное атомарным водородом, отрицательными ионами водорода и гелия, отрицательными ионами молекулы водорода, а также релеевское рассеяние атомами и молекулами водорода и томпсоновское рассеяние свободными электронами.

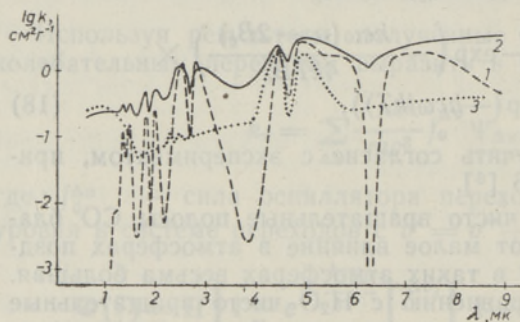
Поглощение нейтральным водородом имеет второстепенное значение

в атмосферах звезд поздних классов, некоторое значение оно приобретает только в глубоких слоях. Поэтому сделаем некоторые упрощения. Факторы Гаунта свободно-свободных и связанно-свободных переходов будем считать равными единице, суммирование проведем по связанно-свободным переходам только до $n = 6$. Сумму по состояниям будем считать равной статистическому весу основного состояния. Тогда суммарное сечение поглощения связанно-свободных и свободно-свободных переходов равно

$$k_v = 1,0449 \cdot 10^{-14} \lambda^3 \left\{ \sum_{n_0}^6 \frac{1}{n^3} \exp \left[-31,30364 \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \Theta \right] + \frac{1}{60,60729\Theta} \exp \left[-31,30364 \left(1 - \frac{1}{7^2} \right) \Theta \right] \right\} (1 - \exp(-2,854\Theta/\lambda)), \quad (19)$$

где λ выражено в микронах; $n_0 = 3$, если $\lambda < 0,82$, и $n_0 = 4$, если $\lambda > 0,82$.

Коэффициент поглощения отрицательным ионом гелия дан О. Джинджеричем [3]. Удобные формулы численных расчетов для поглощения, обусловленного отрицательным ионом атома водорода и молекулы водорода, даны Д. Михаласом [8].



Формулы для коэффициентов рассеяния даны в удобной форме Т. Тцуджи [6].

На основе этих формул и приведенных выше результатов составлена программа на алгоритмическом языке MALGOL для ЭЦВМ типа «Минск».

Данные о содержании различных поглощающих агентов для разных Θ и $\lg p_e$ взяты из работы автора [9], где содержание разных элементов принято равным солнечному. Некоторые результаты приведены на рисунке, где нанесен полный коэффициент поглощения на 1 г газа. Кривая 1 соответствует температуре $T = 1680^\circ$ ($\Theta = 3$) и электронному давлению $\lg p_e = -3$. Эти условия встречаются в поверхностных слоях атмосфер М-звезд. Видны сильные колебательно-вращательные полосы СО и H_2O и чисто вращательная полоса H_2O . Кривые 2 ($T = 3360^\circ$, $\lg p_e = 2$) и 3 ($T = 5040^\circ$, $\lg p_e = 1$) соответствуют более глубоким слоям атмосфер. Здесь молекулярные полосы значительно слабее. При условиях, которые соответствуют кривой 3, главную роль в поглощении играет отрицательный ион водорода H^- — хорошо виден минимум поглощения у 1,65 мк. Хорошо различаются также полосы СО у 2,3 и 4,6 мк.

Из этого примера видно, что газ в атмосферах звезд поздних типов является крайне несерым, даже если не учитывать линейчатый спектр атомов и молекул.

Полные таблицы для 35 длин волн в интервале 0,57—9,00 мк имеются в Тартуской обсерватории.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kunde V. G., *Ap. J.*, **153**, 435 (1968).
2. Danielson R. E., *Colloquium on Late-type stars*, Trieste, 1966, p. 186.
3. Gingerich O., Latham D. W., Linsky J., Kumar S. S., *Colloquium on Late-type stars*, Trieste, 1966, p. 291.
4. Пеннер С. С., Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов, М., 1963.
5. Breeze J. C., Ferriso C. C., Ludwig C. B., Malkmus W., *J. Chem. Phys.*, **42**, 402 (1965).
6. Tsuji T., *PAS Japan*, **18**, N3, 127 (1966).
7. Penner S. S., Varanasi P., *J.Q.S.R.T.*, **5**, 391 (1965).
8. Mihalas D., In: *Methods in computational physics*, ed. by B. Alder, S. Fernbach, M. Rotenberg, **7**, 1967, p. 1.
9. Киппер Т., Публ. Тартуск. астр. обсерв., **39**, 321 (1971).

Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
27/II 1971

T. KIPPER

M-TÄHTEDE ATMOSFÄÄRIDE NEELDUMISKOEFIITSIENT

Käsitletakse pideva neeldumise koefitsiendi leidmist hilist spektritüüpi tähtede atmosfäärides, kusjuures arvestatakse neeldumist mõnede tähtsamate molekulide infra-punases spektris. Tuletatakse selle arvutamiseks sobivad valemid.

T. KIPPER

ABSORPTION COEFFICIENT IN ATMOSPHERES OF M-STARS

A method for calculating continuous absorption coefficient in cool stellar atmospheres is treated. Infrared bands of some important molecules are taken into account. Convenient formulae are found for use in computer.