

Е.В. Гниловский, В.В. Осечкин

**О ПОГЛОЩЕНИИ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ
В ОТДЕЛЬНЫХ ТЕЛЛУРИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ
В ЖЕЛТО-КРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА
В НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЕ**

E.V. Gnilovskiy, V.V. Osetchkin

**ON THE ABSORPTION OF SOLAR RADIATION
IN THE SEPARATE TELLURIC LINES IN THE
YELLOW-RED BAND OF THE SPECTRUM
IN THE LOWER ATMOSPHERE**

На основе развития известных соотношений классической спектроскопии авторами получены новые формулы, которые предназначены для вычисления интенсивности поглощения солнечной радиации в отдельных теллурических линиях в желто-красной области спектра. Формулы выводятся для условия зависимости интенсивности поглощения от вертикального распределения температуры воздуха и плотности поглощающих частиц.

On the basis of transformation of the known relationships of the classic spectroscopy, the new formulas are derived by the authors. The expressions obtained are designated for computing the absorption intensity of the solar radiation in the separate telluric lines in the yellow-red band of the spectrum. It is supposed that the absorption intensity depends on the air temperature vertical distribution and the density of absorbing particles.

Настоящая статья посвящается исследованию поглощения солнечной радиации в отдельных теллурических линиях в желто-красной ($\lambda \cong 670\text{--}800$ нм) области спектра в нижней атмосфере на наклонных трассах, т.е. когда концентрация поглощающего вещества (в рассматриваемом случае – кислорода) изменяется с высотой над уровнем наблюдения.

На основе развития предшествующих исследований [Герцберг, 1949; Гниловский, 2000; Зуев, 1987; Кондратьев, 1956; Plass, 1952; Van Vleck, 1947] впервые получена явная зависимость функции поглощения отдельной спектральной линии от количества поглощающих частиц на трассе с учетом фактического распределения температуры воздуха.

В работе рассматриваются два предельных случая поглощений: «сильные» и «слабые» (о понятии «сильные и слабые поглощения» см. монографию К.Я. Кондратьева, 1956 г.). При выводе формул авторами были приняты следующие упрощающие допущения:

- пренебрегается перекрытием крыльев спектральных линий;
- предполагается, что контур линии имеет лоренцевский (дисперсионный) вид;

– не учитывается доплеровское уширение, преобладающее в высоких слоях атмосферы, а также при наличии в атмосфере сильных турбулентных движений;
 – пренебрегается влиянием смещения линий и их асимметрией на поглощение.

Рассмотрим случай сильного поглощения. Воспользуемся формулой, заимствованной из [Кондратьев, 1956; Plass, 1952]:

$$W_{j(P,T)} = \left[\frac{4\alpha_0 m \sqrt{T_0}}{gP_0} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\int_P^{P_0} S q \frac{1}{\sqrt{T}} dP \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1)$$

где S – общая интенсивность поглощения в линии ($S = \int_{\square} a_\nu d\nu$; a_ν – коэффициент поглощения); q – отношение смеси (здесь и далее предполагается, что поглощающей субстанцией является кислород); T_0 – абсолютная температура воздуха на уровне наблюдения; T – абсолютная температура воздуха на высоте z ; α_0 – полуширина линии; P_0 – атмосферное давление на уровне наблюдения; P – атмосферное давление на данной высоте; m – атмосферная масса в направлении наблюдения; g – ускорение свободного падения.

В описываемом случае отношение смеси кислород/воздух, как известно, остается в среднем практически постоянным до высоты порядка $z_m = 100$ км. Общую интенсивность поглощения S , согласно [Митчелл, 1937], представим в следующем виде:

$$S = \frac{\lambda_0^2 N_j^*(z) \varepsilon_2}{8\pi \varepsilon_1 \tau}, \quad (2)$$

где λ_0 – длина волны в центре линии; $N_j^*(z)$ – число молекул поглощающей субстанции на нижнем вращательном уровне в единице массы; ε_1 и ε_2 – статистические веса для верхнего и нижнего уровней данного перехода; τ – продолжительность жизни верхнего вращательного состояния.

Используя уравнение статики атмосферы

$$dP = -\rho_b(z) g dz \quad (3a)$$

(ρ_b – плотность воздуха на высоте z) и учитывая, что $q = \rho_{o_2}(z) / \rho_b(z)$, можем записать соотношение (3a) в виде:

$$q dP = -\rho_{o_2}(z) g dz. \quad (3б)$$

Далее, подставив (2) и (3б) в выражение (1), получим:

$$W_{P,T} = m^{\frac{1}{2}} \left[\frac{\alpha_0 \lambda_0^2 \varepsilon_2 \sqrt{T}}{P_0 2\pi \varepsilon_1} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\int_0^{z_m} \frac{N_j^*(z) \rho_{o_2}(z) P(z)}{\tau} dz \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

В выражении (4) через z_m обозначена максимальная высота интегрирования ($z_m \approx 100$ км).

В условиях локального термодинамического равновесия в атмосфере на данной высоте выражение для числа молекул кислорода $N_j^*(z)$ во вращательном квантовом состоянии (колебательное квантовое число для атмосферной системы полос $v'' = 0$) имеет следующий вид [Герцберг, 1949]:

$$N_j^*(z) = N_{O_2}(z) \frac{(2j+1)hc\beta}{kT} e^{-\beta j(j+1)\frac{hc}{kT}}, \quad (5)$$

где $N_{O_2}(z)$ – суммарное число молекул кислорода в единице массы атмосферного воздуха на данной высоте z ; β – коэффициент, который для кислорода равен $1,44 \text{ см}^{-1}$ [Митчелл, 1937]. Остальные обозначения общепринятые: h – постоянная Планка, c – скорость света, k – постоянная Больцмана.

После подстановки (5) в (4) имеем:

$$W_{P,T} = m^{\frac{1}{2}} C_j \left[\int_0^{z_m} \frac{N'_{O_2}(z)}{\tau} \frac{1}{T(z)} P(z) e^{-\beta j(j+1)\frac{hc}{kT}} dz \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

где $N'_{O_2}(z)$ – число молекул кислорода в единице объема на высоте z ($N'_{O_2}(z) = N_{O_2}(z) T(z)$, где $N_{O_2}(z)$ – число молекул кислорода на высоте z в единице массы); $N'_{O_2}(z)$ в системе CGS измеряется в см^{-3} .

В выражении (6) C_j представляет собой размерную постоянную, составляющие которой представлены в (4):

$$C_j = \left[\frac{\alpha \lambda_0^2 \beta (2j+1) hc \varepsilon_2}{P_0 2\pi \varepsilon_1 k} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (7)$$

Используя уравнение кинетической теории газов $P(z) = \frac{1}{q} N'_{O_2}(z) kT(z)$,

а также учитывая, что время жизни верхнего уровня рассматриваемого перехода определяется частотой соударений, можно записать:

$$\frac{1}{\tau} = 4\pi r^2 \frac{N_{O_2}(z)}{q} \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu}}, \quad (7a)$$

где r – эффективный радиус соударений; k – постоянная Больцмана; μ – масса молекулы воздуха.

Перепишем выражение (6) в виде

$$W_{j(P,T)} = m^{\frac{1}{2}} C'_j \left[\int_0^z (N'_{O_2}(z))^3 e^{\frac{-\beta j(j+1)hc}{kT(z)}} dz \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

где $C'_j = C_j \frac{2\mu}{q} \left(\frac{8\pi}{\mu} \right)^{\frac{1}{4}} k^{\frac{3}{4}}$ – введенная новая постоянная.

Выражение (8), полученное в таком виде впервые, представляет собой общую формулу зависимости эквивалентной ширины одиночной спектральной линии от распределения концентрации кислорода и температуры воздуха по высоте. Зависимость от давления входит в формулу в неявном виде.

Введя в (8) некую эффективную температуру T^* , получим:

$$W_j = C'_j m^{\frac{1}{2}} \left[\int_0^{z_m} (N'_{O_2}(z))^3 dz \right]^{\frac{1}{2}} e^{-\beta j(j+1) \frac{hc}{2kT^*}}. \quad (9)$$

В условиях наземных наблюдений, когда j мало, а температуры достаточно высокие, значение экспоненты в выражении (9) близко к единице. Учтя это, перепишем выражение (9), которое примет совсем простой вид:

$$W_j = C'_j m^{\frac{1}{2}} \left[\int_0^{z_m} (N_{O_2}(z))^3 dz \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

Отметим, что приведенные формулы (8) – (10) значительно отличаются от соответствующих выражений, полученных Эльзассером [Elsasser, 1942] и названных им «законом квадратного корня».

Рассмотрим случай поглощения в слабых линиях, когда выполняется неравенство [Кондратьев, 1956]:

$$(\nu - \nu_0)^2 \ll \alpha_0^2 \frac{P^2 T_0}{P_0^2 T}, \quad (11)$$

где ν и ν_0 – частота излучения в центре линии и текущая частота соответственно; α_0 – полуширина линии на уровне наблюдения; P_0 и T_0 – давление и температура (в кельвинах) воздуха на уровне обсерватории; P и T – давление и температура воздуха на высоте z . В этом случае функция поглощения может быть представлена известной формулой [Кондратьев, 1956]:

$$A\Delta\nu = W_j = mC_j \int_0^{z_m} \frac{1}{\sqrt{T}} S\rho(z)q(z)dz, \quad (12)$$

где A – функция поглощения в отдельной линии; S – общая интенсивность поглощения в линии; m – атмосферная масса; $\rho(z)$ – зависимость плотности воздуха от высоты наблюдения; $q(z)$ – зависимость отношения смеси (кислород/воздух) от высоты наблюдения; C_j – некоторая константа [см. формулу (6)].

Чтобы в выражении (12) перейти к новым переменным $N_{O_2}(z)$ и $T(z)$, воспользуемся зависимостью для общей интенсивности поглощения от температуры [поглощения в слабых линиях, когда выполняется неравенство [Кондратьев, 1956] и выражениями (5) и (7а) настоящей работы. После элементарных преобразований и объединения всех постоянных, не зависящих от z , в одну константу C_j^* получим общую формулу для вычисления интенсивности поглощения в отдельной «слабой» линии на наклонной трассе в атмосфере:

$$W_j = mC_j^* \left[\int_0^{z_m} N_{O_2}^2(z) \frac{1}{T(z)} e^{-\beta j(j+1) \frac{hc}{kT}} dz \right], \quad (13)$$

где $N_{O_2}(z)$ – зависимость концентрации кислорода от высоты; $T(z)$ – зависимость распределения температуры воздуха от высоты; j – вращательное квантовое число молекулы кислорода; k, c, h, β – универсальные постоянные.

Применив к выражениям (1) и (13) теорему о среднем и вынеся член, содержащий температуру, за знак интеграла, получим приводимые ниже выражения (14) и (15), в которых через T^* обозначена «эффективная» температура (некоторый аналог средней температуры):

$$W_j = C_j' m^2 \left[\int_0^{z_m} N_{O_2}^3(z) dz \right]^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2} \beta j(j+1) \frac{hc}{kT^*}}, \quad (14)$$

$$W_j = mC_j \left[\int_0^{z_m} N_{O_2}^2(z) dz \right] \frac{1}{T^*} e^{-\beta j(j+1) \frac{hc}{kT^*}}. \quad (15)$$

Из анализа выражения (14) следует, что в случае сильных линий интенсивность поглощения пропорциональна температуре воздуха (для данной линии, т.е. при данном квантовом вращательном числе). Это выражение можно рассматривать как теоретическое обоснование явления ослабления или полного (визуального) исчезновения теллурических линий A, B и α при сильных морозах. Это явление обнаружил еще в 1862 г. Онгстрём (Ångström), а 20 лет спустя русский физик Н.Е. Егоров [Егоров, 1882] доказал, что все эти полосы принадлежат атмосферному кислороду.

Что касается слабых линий [выражение (15)], то здесь наблюдается обратная температурная зависимость (для данной линии при данном квантовом вращательном числе).

Отметим, что полученные соотношения могут использоваться для расчета интенсивности поглощения в отдельных теллурических линиях не только в желто-красной, но и в инфракрасной и длинноволновой областях солнечного спектра.

В заключение обратим внимание, что спектроскопию атмосферно-кислородных линий можно осуществлять как на наземных астрофизических обсерваториях, так и на орбитальных космических станциях, что позволит решать широкий круг геофизических задач.

Литература

1. Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул. – М.: изд-во иностр. лит-ры, 1949. – 401 с.
2. Гниловский Е.В., Осечкин В.В. О возможности определения общего содержания кислорода в земной атмосфере спектроскопическим методом. Теоретический подход. // ДАН, 2000, т. 375, № 6, с. 820–823.
3. Егоров Н.Е. Атмосферные линии солнечного спектра поглощения. – Варшава, 1882. – 80 с.
4. Зувев Е.В., Пономарев Ю.Н. Оптика атмосферы. Т. 3. Спектроскопия атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1987. – 300 с.
5. Кондратьев К.Я. Лучистый обмен в атмосфере. – Л.: Гидрометеиздат, 1956. – 420 с.
6. Митчелл А., Земанский М. Возбужденные атомы и резонансные излучения. – ОНТИ. М., 1937. – 285 с.
7. Elsasser W.M. Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere. Harvard. “Harvard Univ. Press”, 1942. – 105 p.
8. Plass G.N., Warner D. Influence of line shift and an asymmetry of spectral lines on the atmospheric heat transfer. // J. Meteorol., 1952, vol. 9, № 5, p. 333–339.
9. Van Vleck J.R. The absorption of microwaves by uncondensed water. // Phys. Rev., 1947, vol. 71. № 2, p. 423–433.