

## ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.508.953;621.382.52

**В.Н. Маричев**

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО СОДЕРЖАНИЯ МАЛЫХ ГАЗОВЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ (МГС) АТМОСФЕРЫ ПО СПЕКТРАЛЬНОЙ ЯРКОСТИ НЕБА ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ В ЗЕНИТ

Предложена методика определения интегрального содержания МГС в атмосфере по рассеянному солнечному излучению при наблюдениях в зенит. Методика основана на проведении измерений на двух близких длинах волн, одна из которых попадает на линию (полосу) поглощения МГС, и при двух зенитных углах Солнца. При этом не требуется калибровка измерений рассеянного солнечного излучения по прямому солнечному излучению.

Широко известны измерения общего содержания озона (ОСО), проводимые на озонометрической сети приборами Гущина М-83 и М-124 [1, 2]. Принцип работы озонометров основан на измерении разностного поглощения солнечной УФ-радиации, вносимого атмосферным озоном. Наблюдения за ОСО ведутся по прямому и рассеянному (в направлении в зенит) солнечному излучению. При этом в качестве базисного используется прямое солнечное измерение. По сравнению сигналов от прямого и рассеянного солнечного излучения строится эмпирическая (калибровочная) кривая. ОСО получают по установленной калибровочной кривой и данным наблюдений в зенит при учете фактора освещенности неба.

Несмотря на довольно хорошее совпадение значений ОСО, восстановленных из наблюдений по указанным двум способам, основной недостаток применения рассеянного излучения заключается в наборе большой статистики для получения эмпирической кривой. Такой подход оправдан при использовании стандартных приборов озоносети М-124 с фиксированными спектральными участками регистрации излучения. Однако в установках, предназначенных для измерений спектральной яркости неба в широком диапазоне длин волн, затруднительно или невозможно реализовать такого вида калибровку из-за отсутствия прямых солнечных измерений, большого количества спектральных участков, неоднозначности связи между спектральными сигналами и т.п.

В настоящей статье предлагается дифференциальная методика измерения и восстановления общего содержания малых газовых составляющих атмосферы по рассеянному солнечному излучению.

Обратимся к схеме измерений спектральной яркости неба при наблюдениях в зенит (рис. 1). Прием светового сигнала производится в вертикальном конусе, определяемом полем зрения приемной системы и проходящем через всю толщу атмосферы. Выделим на высоте  $H$  элементарный объем конуса  $dV$ :

$$dV = \pi \operatorname{tg}^2 \varphi H^2 dH, \quad (1)$$

где  $2\varphi$  – линейный угол поля зрения приемной системы.

При зенитном угле Солнца  $\theta$  спектральный сигнал  $dJ_{\lambda\theta}$  от элементарного объема  $dV$  запишется как

$$dJ_{\lambda\theta} = J_{\lambda}^0 q_{\lambda} S T_{\lambda\theta}^0(H) \beta_{\lambda\theta}^{\Sigma}(H) T_{\lambda\theta}(H) \pi \operatorname{tg}^2 \varphi dH, \quad (2)$$

где  $J_{\lambda}^0$  – спектральная яркость Солнца;  $q_{\lambda}$  – спектральная чувствительность аппаратуры;  $T_{\lambda\theta}^0(H)$  – спектральное пропускание излучения атмосферой от Солнца до рассеивающего слоя на высоте  $H$ ;  $T_{\lambda\theta}(H)$  – спектральное пропускание атмосферы от рассеивающего слоя на высоте  $H$  до прибора;  $S$  – площадь приемной оптики;  $\beta_{\lambda\theta}^{\Sigma}(H)$  – спектральный коэффициент рассеяния света в сторону наблюдения при зенитном угле Солнца  $\theta$ ;

$$T_{\lambda\theta}^0 = T_{\lambda\theta}^{0a} T_{\lambda\theta}^{0m} T_{\lambda\theta}^{0g}; \quad (3)$$

$$T_{\lambda\theta} = T_{\lambda\theta}^a T_{\lambda\theta}^m T_{\lambda\theta}^g; \quad (4)$$

$$\beta_{\lambda\theta}^{\Sigma} = \beta_{\lambda\theta}^a + \beta_{\lambda\theta}^m, \quad (5)$$

здесь индексы «a», «m», «g» означают аэрозольное и молекулярное рассеяние и поглощение МГС.

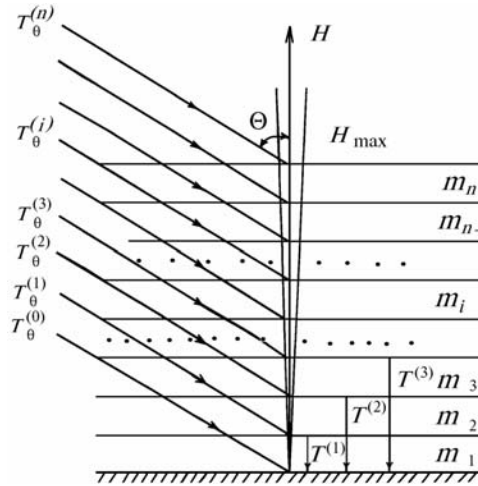


Схема измерений, поясняющая вывод формул для сигналов от рассеянного солнечного излучения

Полный спектральный сигнал от всей толщи атмосферы определится как

$$J_{\lambda\theta} = J_{\lambda}^0 q_{\lambda} S \pi \operatorname{tg}^2 \varphi \int_0^{H_{\max}} T_{\text{iq}}^0(h) \beta_{\text{iq}}^{\Sigma}(h) T_{\lambda\theta}(h) dh, \quad (6)$$

где  $H_{\max}$  максимальная высота, с которой необходимо учитывать ослабление излучения атмосферой.

Рассмотрим выражения (3, 4). В предположении плоско-слоистой модели строения атмосферы разобьем последнюю на последовательные слои с оптическими толщами  $m_1, m_2, m_3$  и т.д. (см. рисунок). Тогда пропускание излучения при зенитном угле Солнца  $\theta$  запишется как  $T_{\lambda\theta}^0(m_i) = \exp[-m_i/\cos\theta]$ . Соответственно, пропускание излучения от Солнца последовательно до уровня Земли, до верхней границы слоя  $m_1, m_2, m_3$  и т.д. можно представить как

$$T_{\lambda\theta}^{0(0)} = \exp\left[-\frac{m_0}{\cos\theta}\right]; T_{\lambda\theta}^{0(1)} = \exp\left[-\frac{(m_0 - m_1)}{\cos\theta}\right]; T_{\lambda\theta}^{0(2)} = \exp\left[-\frac{(m_0 - m_1 - m_2)}{\cos\theta}\right];$$

$$T_{\lambda\theta}^{0(3)} = \exp\left[-\frac{(m_0 - m_1 - m_2 - m_3)}{\cos\theta}\right]; T_{\lambda\theta}^{0(i)} = \exp\left[-\frac{(m_0 - m_1 - m_2 - m_3 - \dots - m_i)}{\cos\theta}\right]. \quad (7)$$

Здесь  $T_{\lambda\theta}^{0(i)}$  обозначает наклонную прозрачность атмосферы до  $i$ -го слоя;  $m_0$  – оптическая толща всей атмосферы.

В свою очередь, вертикальная прозрачность атмосферы между уровнем Земли и границами слоев  $m_1, m_2, m_3$  определится следующим образом:

$$T_{\lambda}^{(0)} = 1; T_{\lambda}^{(1)} = \exp[-m_1]; T_{\lambda}^{(2)} = \exp[-(m_1 + m_2)]; T_{\lambda}^{(3)} = \exp[-(m_1 + m_2 + m_3)];$$

$$T_{\lambda}^{(i)} = \exp[-(m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_i)]. \quad (8)$$

Учитывая, что оптическая толща слоя атмосферы высотой  $H$  находится как

$$m(H) = \int_0^H dm \quad (9)$$

(следовательно,  $m_0 = \int_0^{H_{\max}} dm$ ,  $m_1 = \int_0^{H_1} dm$ ,  $m_2 = \int_{H_1}^{H_2} dm$ ,  $m = \int_{H_2}^{H_3} dm$ , ...,  $m_i = \int_{H_{i-1}}^{H_i} dm$ ), запишем наклонные и вертикальные прозрачности при наблюдениях сигнала с высоты  $H$ :

$$T_{\lambda, \theta}^0(H) = \exp\left[-\frac{m_0 - m(H)}{\cos\theta}\right] = \exp\left[-\int_H^{H_{\max}} \frac{dm}{\cos\theta}\right]; \quad (10)$$

$$T_{\lambda}(H) = \exp[-m(H)] = \exp\left[-\int_0^H dm\right]. \quad (11)$$

Произведение функций (10, 11), входящее в выражения (2, 3), будет иметь вид

$$T_{\lambda, \theta}^0(H) T_{\lambda}(H) = \exp\left[-\frac{m_0}{\cos\theta}\right] \exp\left[\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right) m(H)\right]. \quad (12)$$

С учетом (12) выражение для спектрального сигнала от всей толщи атмосферы (6) преобразуется к виду

$$J_{\lambda, \theta} = C \exp\left[-\frac{m_0}{\cos\theta}\right] \int_0^{H_{\max}} \beta_{\lambda, \theta}^{\Sigma}(h) \exp\left[\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right) m(h)\right] dh, \quad (13)$$

где  $C = J_{\lambda}^0 q_{\lambda} S \pi \text{tg}^2 \varphi$ .

Из (13) видно, что спектральный сигнал неба имеет прямую зависимость от вертикальной толщи атмосферы и зенитного угла Солнца и более сложную от вертикального распределения коэффициента рассеяния при данном угле  $\theta$  и оптической толщине.

Рассмотрим возможность определения концентрации малых газовых составляющих, используя выражение (13). Для этого распишем толщину  $m$  и коэффициент рассеяния  $\beta_{\lambda, \theta}^{\Sigma}$ , входящие в (13).

$$m(H) = \int_0^H \alpha_a dh + \int_0^H \alpha_m dh + \int_0^H \left(\sum_{j=1}^n K_j N_j\right) dh = m^a(H) + m^m(H) + m^g(H); \quad (14)$$

$$\beta_{\lambda, \theta}^{\Sigma}(H) = \beta_{\lambda, \theta}^a(H) + \beta_{\lambda, \theta}^m(H). \quad (15)$$

Здесь  $\alpha_a$ ,  $\alpha_m$  – аэрозольный и молекулярный коэффициенты рассеяния света на длине волны  $\lambda$ ;  $K_j$ ,  $N_j$  – коэффициент поглощения  $j$ -го МГС на длине волны  $\lambda$  и концентрация  $j$ -го МГС.

При одновременном измерении ( $\theta = \text{const}$ ) на двух близких длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  можно считать вклад аэрозольного и молекулярного рассеяния одинаковым, то есть

$$m_{\lambda_1}^a(H) = m_{\lambda_2}^a(H), \quad m_{\lambda_1}^m(H) = m_{\lambda_2}^m(H); \quad (16)$$

$$\beta_{\lambda_1, \theta}^a(H) = \beta_{\lambda_2, \theta}^a(H), \quad \beta_{\lambda_1, \theta}^m(H) = \beta_{\lambda_2, \theta}^m(H).$$

Если эти длины волн выбраны таким образом, что одна из них попадает на линию (полосу) поглощения  $l$ -й МГС, а другая лежит вне линий (полосы) поглощения, то отличие разномановых сигналов будет обуславливаться поглощением излучения. Отношения спектральных сигналов измеренных на данных длинах волн, запишется как

$$I_{\lambda_1, \lambda_2} = \frac{I_{\lambda_1}}{I_{\lambda_2}} = \exp\left[-\frac{1}{\cos\theta} \int_0^{H_{\max}} K_l N_l dh\right] \exp\left[\left(\frac{1}{\cos\theta} - 1\right) \int_0^{H_{\text{ф}}} K_l N_l dh\right]. \quad (17)$$

Здесь второй множитель в выражении (17) получен согласно теореме о среднем:

$$\exp\left[\left(\frac{1}{\cos\theta}-1\right)\int_0^{H_{\text{эф}}}\beta_{\lambda_1\theta}(h)\exp\left[\left(\frac{1}{\cos\theta}-1\right)m_{\lambda_1}(h)\right]dh\right] = \frac{\int_0^{H_{\text{эф}}}\beta_{\lambda_1\theta}(h)\exp\left[\left(\frac{1}{\cos\theta}-1\right)m_{\lambda_1}(h)\right]dh}{\int_0^{H_{\text{эф}}}\beta_{\lambda_2\theta}(h)\exp\left[\left(\frac{1}{\cos\theta}-1\right)m_{\lambda_2}(h)\right]dh}, \quad (18)$$

где  $H_{\text{эф}}$  – некоторая высота, находящаяся в интервале высот  $0 - H_{\text{max}}$ .

В соответствии с (9), (14) обозначим

$$\int_0^{H_{\text{эф}}}\beta_{\lambda_1\theta}(h)\exp\left[\left(\frac{1}{\cos\theta}-1\right)m_{\lambda_1}(h)\right]dh = m_{i_0}^g, \quad \int_0^{H_{\text{эф}}}\beta_{\lambda_2\theta}(h)\exp\left[\left(\frac{1}{\cos\theta}-1\right)m_{\lambda_2}(h)\right]dh = m_{i_{\text{эф}}}^g. \quad (19)$$

При условии измерения яркостей под двумя углами  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , получим систему двух уравнений (17), из которой найдем

$$\frac{I_{\lambda_1, \lambda_2}^{\theta_1}}{I_{\lambda_1, \lambda_2}^{\theta_2}} = \exp\left[-\left(\frac{1}{\cos\theta_1}-\frac{1}{\cos\theta_2}\right)m_{i_0}^g\right] \exp\left[\left(\frac{1}{\cos\theta_1}-\frac{1}{\cos\theta_2}\right)m_{i_{\text{эф}}}^g\right] = \exp\left[-\left(\frac{1}{\cos\theta_1}-\frac{1}{\cos\theta_2}\right)(m_{i_0}^g - m_{i_{\text{эф}}}^g)\right] = \exp\left[-\left(\frac{1}{\cos\theta_1}-\frac{1}{\cos\theta_2}\right)m_*^g\right], \quad (20)$$

где  $m_*^g = m_{i_0}^g - m_{i_{\text{эф}}}^g$ .

Далее, используя выражения для разноволновых измерений при угле  $\theta_1$  (или  $\theta_2$ ) и найденную из (20) величину  $m_*^g$ , можно получить интегральное содержание газа из оптической толщи  $m_{i_0}^g$

$$I_{\lambda_1, \lambda_2}^{\theta_1} = \exp[-m_{i_0}^g] \exp\left[1 - \frac{1}{\cos\theta_1}\right] m_*^g.$$

Заметим, что оптическая толщина  $m_{i_{\text{эф}}}^g$ , определенная в выражениях (18), (19) для различных зенитных углов наблюдений  $\theta$ , остается не совсем постоянной и может изменяться в небольших пределах через зависимость  $H_{\text{эф}}$  от  $\theta$ . Однако эти изменения, согласно предварительным оценкам, несущественны по сравнению с оптической толщиной  $m_{i_0}^g$ . В дальнейшем предполагается провести детальное исследование точностных характеристик методики, включая погрешности, вносимые  $m_{i_{\text{эф}}}^g$  многократным рассеянием, разнесенностью измерительных длин волн, особенностью спектральных характеристик МГС.

Таким образом, дифференциальная методика измерений на двух близких длинах волн при двух разных зенитных углах Солнца позволяет получать интегральное содержание МГС во всей толще атмосферы. Автор выражает признательность Б.С. Костину за консультации по некоторым математическим вопросам.

1. Гу щ и н Г. П. Исследование атмосферного озона. Л.: Гидрометеиздат, 1963. 269 с.

2. Гу щ и н Г. П., В и н о г р а д о в а Н. Н. Суммарный озон в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 238 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
18 сентября 1994 г.

#### V. N. Marichev. Determination of Integral Content of Minor Gas Components in the Atmosphere Based on Spectral Sky Brightness at Zenith Observations.

The technique is proposed for determining the integral content of trace gases in the atmosphere based on the scattered solar radiation at zenith observations. The technique is based on the measurements made at two close wavelengths, one of which falls on the absorption line (band) of trace gases at two solar zenith angles. In this case the calibration of measurements of scattered solar radiation according to direct solar radiation is not required.