

Г.М. Игонин

О ЛИДАРНОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПРОФИЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ МЕТОДОМ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Получено замкнутое выражение для восстановления флуктуирующих профилей температуры в нижней тропосфере в двухчастотном варианте лидарного метода дифференциального поглощения кислородом в атмосфере и рекомендовано применять процедуру стохастической аппроксимации Роббинса-Монро в полиимпульсном режиме зондирования.

Для метеорологии, экологии и физики атмосферы необходима оперативная информация о профилях метеопараметров с требуемыми пространственными и временными разрешениями. Поле температуры T стохастично по своей природе, а высотные профили $T(h)$ – его пространственные реализации в определенные моменты времени. Принцип лидарного зондирования температуры методом дифференциального поглощения, основанный на температурной зависимости заселенностей вращательных состояний молекул газа, впервые предложенный Мейсоном [1], позволяет восстановить эти профили. При этом в качестве поглощающего газа может использоваться кислород [2] или водяной пар [3].

Двухчастотный вариант метода измерения температуры и давления [2] основан на постоянстве отношения смеси кислорода в воздухе по высоте. В [2] алгоритм оценки $T(h)$ получен из соотношения коэффициента поглощения кислородом с лидарными сигналами и температурой при помощи итерационной процедуры определения $T(h)$.

В данной статье с целью улучшения и упрощения алгоритма обработки лидарных сигналов получено замкнутое выражение для оценки $\hat{T}(h)$, а в полиимпульсном режиме зондирования предлагается применять процедуру стохастической аппроксимации Роббинса-Монро.

Применительно к токовому режиму фотодетектирования формулу для оценки $\hat{\alpha}_1(h)$ коэффициента поглощения $\alpha_1(h)$ кислородом на дальности h и длине волны λ_1 обычно получают [4], записав лидарные уравнения на длинах λ_1, λ_0 волн зондирования, одна из которых соответствует сильному (λ_1), другая – слабому (λ_0) поглощению, поделив одно на другое и продифференцировав логарифм отношения. В результате, применив формулу конечных разностей для производных и пренебрегая изменениями на разрешаемом высотном интервале Δh коэффициентов рассеяния назад и ослабления за счет рэлеевского и аэрозольного рассеяния, имеем следующее соотношение:

$$\hat{\alpha}_1(h) = \frac{1}{2\Delta h} \ln \frac{\hat{P}(\lambda_1, h) \hat{P}(\lambda_0, h + \Delta h)}{\hat{P}(\lambda_1, h + \Delta h) \hat{P}(\lambda_0, h)}, \quad (1)$$

где $\hat{P}(\lambda, h)$ – оценка мощности $P(\lambda, h)$ принимаемого сигнала. Энергия E_0 зондирующего импульса флуктуирует; если есть возможность ее измерять в каждом импульсе, то обычно принимаемые сигналы нормируют. Тогда в (1) нужно заменить $\hat{P}(\lambda, h)$ на $\hat{P}_E(\lambda, h) = \hat{P}(\lambda, h) / \hat{E}_0$, где \hat{E}_0 – оценка E_0 .

В свою очередь, коэффициент поглощения можно выразить через параметры линии поглощения. Массовый коэффициент поглощения молекул может быть представлен в виде

$$K(\lambda, h) = S(\lambda, h) f(v - v_1), \quad (2)$$

где $S(\lambda, h)$ – интенсивность линии поглощения, зависящая от температуры $T(h)$; $f(v - v_1)$ – контур линии поглощения с центром v_1 [4].

Двухчастотный вариант температурного зондирования использует изменение объемного коэффициента поглощения O_2 в максимуме линии поглощения [2, 3]

$$\hat{\alpha}_1(h) = q_0 (1 - q(h)) \rho(h) S(\lambda_1, h) f(0), \quad (3)$$

где $q_0 = 0,2095$ и $q(h)$ – объемные содержания кислорода в сухой атмосфере и водяного пара; $\rho(h)$ – профиль плотности воздуха; $f(0)$ – значение $f(v - v_1)$ в центре линии поглощения. При учете только столкновительного уширения, которое преобладает в тропосфере ниже 3 км, $f(0) = 1/\pi\gamma_L$, где $\gamma_L(\lambda_1, h)$ – полуширина лоренцевского контура, зависящая от температуры и давления [4]. В более общем случае фойгтовского контура воспользуемся аналитическим приближением [2]

$$f(0) = \frac{1}{3 \gamma_L(\lambda_1, h)} \left(1 - \frac{\exp(1)}{10 b_{DL}} \right), \quad (4)$$

которое с точностью 0,1 % описывает $f(0)$ до высоты 2 км и с точностью 0,7 % – до границы тропопаузы; $b_{DL} = (\gamma_L / \gamma_D) \ln 2$, где $\gamma_D(\lambda_1, h)$ – доплеровская полуширина.

Запишем

$$T(h) = T_m(h) + \Delta T(h),$$

где $T_m(h)$ – априори известный, статистически обеспеченный модельный профиль; $\Delta T(h)$ – отклонение восстанавливаемой высотной зависимости $T(h)$, включающее две компоненты:

$$\Delta T(h) = \langle \Delta T(h) \rangle + \tilde{\Delta T}(h),$$

$\langle \Delta T(h) \rangle$ – мезомасштабное среднее в данных условиях (инверсия, устойчивая или неустойчивая стратификация и т.д.); $\tilde{\Delta T}(h)$ – флуктуация.

Пусть $K_m(\lambda_1, h)$ – массовый коэффициент поглощения при априори заданных модельных профилях $T_m(h)$, $p_m(h)$; $K(\lambda_1, h)$ – то же при $T(h)$, $p(h)$; $p_m(h)$, $p(h)$ – высотные зависимости давления. Тогда можно показать, что

$$K(\lambda_1, h) = K_m(\lambda_1, h) \left[\frac{T_m(h)}{T(h)} \right]^{0,5} \frac{p_m(h)}{p(h)} \exp \left\{ 1,439 E'_1 \left(\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T} \right) \right\}, \quad (5)$$

где E'_1 – вращательная энергия нижнего уровня перехода при стандартных условиях p_0 , T_0 .

Поскольку в нижней тропосфере $|T_m(h) - T(h)| \ll T_m(h)$, можно ограничиться в (5) линейными членами разложения по $\Delta T / T_m$ и, учитывая (3), (4), получить замкнутую формулу для оценки температуры

$$\hat{T}(h) = T_m(h) \left\{ 1 + \left(\frac{1,439 E''_1}{T_m(h)} - \frac{3}{2} \right)^{-1} \ln \frac{\hat{\alpha}_1(h)}{q_0(1 - q(h)) \rho(h) K_m(\lambda_1, h)} \right\}, \quad (6)$$

которая позволяет определить ее без применения итерационной процедуры [2].

В полиимпульсном режиме зондирования в правой части (1) вместо \hat{P} (или \hat{P}_E) необходимо использовать значения $\hat{\bar{P}}$, усредненные на интервале наблюдения t_n временного разрешения. Рассмотрим случай, когда информация об априорном распределении этих значений

отсутствует. Тогда для их оценки целесообразно применить непараметрическую процедуру стохастической аппроксимации Роббинса–Монро [5] вида

$$\hat{P}_l(h, t_{k+1}) = \hat{P}_l(h, t_k) + a_k \{P_l(h, t_{k+1}) - \hat{P}_l(h, t_k)\}, \quad (7)$$

которая решает задачу определения постоянного, но неизвестного на t_n значения $\bar{P}_l(h)$, где $l = 0; 1$. Выборочные значения $P_l(h, t_k)$ соответствуют высоте h и моменту времени $t_k = k \Delta t$ интервала наблюдения $[0, t_n]$, где $\Delta t = t_n/N$, N – число актов зондирования, $k = 1, \dots, N$. Последовательность весовых коэффициентов $a_k > 0$ удовлетворяет условиям: $\sum_{k=1}^{\infty} a_k = \infty$, $\sum_{k=1}^{\infty} a_k^2 < \infty$. Если выбрать $a_k = 1/k$, то процедура Роббинса–Монро совпадает с процедурой рекуррентного вычисления оценки максимального правдоподобия. Ошибки определения $\bar{P}_l(h)$ асимптотически нормальны с дисперсиями [5] $D[\hat{P}_l(h, t_n)] = D[P_l]/N$.

В результате имеем удобный алгоритм оценки $a_l(h)$ и, тем самым, по (6) $T(h)$ как в моноимпульсном, так и в полиимпульсном режимах зондирования. В случае, если априорные распределения \hat{P}_l известны с точностью до параметров, в полиимпульсном режиме для уменьшения флуктуационной ошибки вместо (7) можно применить один из параметрических методов оценивания.

Автор благодарит профессора Г.Н. Глазова за полезные замечания и предложения.

1. Mason J. // Appl. Opt. 1975. V. 14. N. 1. P. 76–78.
2. Karlshoven J. K., Korb C. L., Schwemmer G. K. // Appl. Opt. 1981. V. 20. N. 11. P. 1967–1971.
3. Гроссман В. Исследование методом спектроскопии лазерного поглощения в непрерывном и импульсном режимах молекул воды и кислорода. Применение для зондирования атмосферы. М.: ВЦП, 1988. 194 с.
4. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.
5. Невельсон М. Б., Хасьминский Р. З. Стохастическая аппроксимация и рекуррентное оценивание. М.: Наука, 1972. 304 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
30 декабря 1992 г.

G. M. Igonin. On a DIAL Technique for Temperature Profiling.

Closed expression for reconstructing of fluctuating temperature profiles in the low troposphere from the data of a double frequency DIAL technique based on absorption within an oxygen absorption band is derived. For a multipulse sounding regime it is recommended to use the stochastic approximation procedure proposed by Robbins and Monroe.