УДК 621.396.6

И. А. Миронович – магистрант кафедры антенн и эксплуатации радиоэлектронной аппаратуры
А. Ф. Крячко (д-р техн. наук, проф.) – научный руководитель

МОДЕЛЬ СИГНАЛОВ ОЭС ОПТИЧЕСКОГО ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Современные системы дистанционного зондирования (ДЗ) окружающей среды из космоса работают посредством измерения полной яркости излучения, поступающего на приемные устройства, и требуют множества алгоритмов обработки сигналов оптико-электронных систем (ОЭС) зондирования. Системы лидарных измерений, наиболее широко использующиеся в настоящий момент, имеют довольно узкие границы применимости. Все существующие алгоритмы обработки сигналов строго ориентированы на плоские среды, что не соответствует реальному трехмерному пространству. [1]

Важным моментом является тот факт, что все спутниковые измерения принципиально косвенные. Радиометры измеряют яркость, а в конечном счете требуется восстановление характеристики среды или подстилающей поверхности (ПП). Поэтому, по своей сути, они сводятся к обратным задачам теории переноса. Обратные задачи – некорректные задачи, особенностями которых является неустойчивость. Независимо от конкретного метода, используемого для решения таких задач, будь то метод Байеса, регуляризация по Тихонову или иной метод, в основе решения лежит сужение класса и привлечение дополнительной информации – комплексирование эксперимента по Розенбергу. Поэтому сегодняшние ОЭС ДЗ – это многоспектральные, многоугловые и поляризационные приборы.

Данные, получаемые системами ДЗ, позволяют определять концентрацию и размер частиц аэрозоля над земной поверхностью, оценивать степень её облученности, учитывая поляризацию, а также определение характеристик облачного покрова (высота, плотность, термодинамические параметры), долю отраженного им излучения и количество водяного пара в атмосфере.

Проводимые измерения атмосферы и земной поверхности под различными углами предъявляют требования к алгоритму обработки – расчет прямой задачи должен выдавать угловое распределение яркости и поляризационных характеристик. Следует отметить, что необходимость учета состояния поляризации излучения возникает так же и в скалярных системах ДЗ, которые предназначены для анализа полной яркости излучения. Таким образом, можно выделить два краеугольных камня обработки и интерпретирования данных ДЗ: создание баз характеристик реальных сред и отражающих поверхностей, нахождение методов их математического описания; вследствие того, что поляризационные измерения всегда являются косвенными, для их интерпретации требуется устойчивая математическая модель переноса поляризованного излучения в рассеивающей и поглощающей среде.

На базе решения прямой задачи осуществляется переход к решению обратных задач - определению свойств исследуемых природных образований. Для этого модель должна иметь высокую скорость сходимости, чтобы было возможным применять ее на вычислительной технике, установленной на бортах спутников и в центрах, где производится работа над полученными данными. В условиях зондирования аэрозолей эта проблема становится особенно актуальной, поскольку аэрозоль в атмосфере довольно неустойчив и часто требуется возможность обработки в режиме реального времени.

Запишем лидарное уравнение для неоднородной рассеивающей и поглощающей среды в следующем виде:

$$P(z) = A(z)z^{-2}b_{\Lambda}(z)\varepsilon(z)T^2(0,z_0)T^2(z_0,z), \tag{1}$$

где $P(z)$ – мощность эхо-сигнала; $A(z) = K_{onm}\pi r_n^2 P_0\left(\frac{c\tau_u}{2}\right)\left(\frac{a_n^2}{a_u^2+a_n^2}\right)exp\left(-\frac{b^2}{(a_u^2+a_n^2)z^2}\right)$ – аппаратная функция лидара; τ_u – длительность зондирующего импульса; $b_{\Lambda}(z) = \left(\frac{\Lambda}{4\pi}\right)x_{\pi}(Z)$ – лидарное отношение; $T^2(0,z_0) = exp\left[-2\int_0^{z_0}\varepsilon(x)dx\right]$ – прозрачность чистой атмосферы на участке $[0,z_0]$;$T^2(z_0,z) = exp\left[-2\int_{z_0}^{z}\varepsilon(x)dx\right]$ – прозрачность аэрозольного образования на участке $[z_0;z]$;
K_{onm} – коэффицент пропускания оптической системы лидара.

В общем случае лидарное уравнение (1) содержит три неизвестные оптические характеристики аэрозольного образования: показатель ослабления s{z),показатель рассеяния cr(z) и значение индикатрисы рассеяния %„(z) для угла 180°. Поэтому для разрешения лидарного уравнения относительно показателя ослабления необходимо доопределить задачу путем введения соответствующей априорной информации об оптических свойствах зондируемого объекта.

Рассмотрим метод логарифмической производной. При зондировании аэрозольных образований небольшой протяженности и малой оптической плотности, когда сигнал превышает шумы как перед шлейфом, так и за ним, из (1) нетрудно получить формулу для среднего (по сечению шлейфа) значения коэффициента ослабления ε,

В случае шлейфов промышленных выбросов большой оптической плотности задача интерпретации данных лазерного зондирования сильно осложняется из-за существенной оптической неоднородности аэрозольных образований, неизбежного присутствия фона многократного рассеяния и малых величин эхо-сигналов, приходящих из глубины рассеивающей среды. В таких случаях применяются методы интегрального накопления.

Приняв $\Lambda = 1$, преобразуем уравнение (1) к виду:

$$\psi(z) = \varepsilon(z) exp\left[\int_{z_0}^{z} \varepsilon(x)dx\right], \tag{2}$$

где $\psi(z) = P(z)z^2A^{-1}(z)b_\Lambda^{-1}(z)T^{-2}(0,z_0)$ – экспериментально определяемая функция.

Логарифмируя и дифференцируя (2):

$$\ln\psi = \ln\varepsilon - 2\int_{z_0}^{z}\varepsilon\,(x)dx \tag{3}$$

$$[\ln\psi]' = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} - 2\varepsilon,$$

Получаем уравнение Бернулли:

$$\varepsilon'(z) - \varepsilon(z)[\ln\ln\psi\,(z)]' = 2\varepsilon^2(z). \tag{4}$$

Общее решение уравнения Бернулли имеет вид

$$\varepsilon(z) = \psi(z)\left[C - 2\int_{z^*}^{z}\psi\,(x)dx\right]^{-1}, \tag{5}$$

где z^* – произвольная точка интервала $[z_0, z]$; C – постоянная интегрирования.

Пусть известно значение $\varepsilon(z_k)$ в какой-нибудь точке z_k трассы локации $[z_0, z]$.Назовем точку z_k калибровочной. Полагая в (5) $z = z_k$, получаем калибровочное соотношение

$$C = c(z^*, z_k) = \frac{\psi(z_k)}{\varepsilon(z_k)} + 2\int_{z^*}^{z_k}\psi(x)dx \tag{6}$$

Подставляя (6) в (5), получаем алгоритм обработки лидарных сигналов с локальной калибровкой:

$$\varepsilon(z) = \psi(z)\left[\frac{\psi(z_k)}{\varepsilon(z_k)} - 2\int_{z_k}^{z}\psi(x)dx\right]^{-1}. \tag{7}$$

Используя уравнение (2), выражение $\frac{\psi(z_k)}{\varepsilon(z_k)}$ можно записать в виде $T^2(z_0, z_k)$ и представить (7) с калибровкой интегрального вида:

$$\varepsilon(z) = \psi(z)\left[T^2(z_0, z_k) - 2\int_{z_k}^{z}\psi(x)dx\right]. \tag{8}$$

Недостатком полученных выражений является необходимость абсолютной калибровки лидара. Алгоритм относительных измерений можно получить путем несложных преобразований выражения (8).

Используя из (2) соотношение

$$\frac{\psi(z)}{\varepsilon(z)} = T^2(z_0, z), \tag{9}$$

Можно записать решение (8) относительно $T^2(z_0, z)$:

$$T^2(z_0,z) = T^2(z_0,z_k) - 2\int_{z_k}^{z} \psi(x)dx. \qquad (10)$$

При $z = z_0$

$$(1 - T^2(z_0,z_k)) = 2\int_{z_0}^{z_k} \psi(x)dx. \qquad (11)$$

Затем, представив $T^2(z_0,z)$ в (8) в виде

$$T^2(z_0,z_k) = \frac{T^2(z_0,z_k)(1-T^2(z_0,z_k))}{(1-T^2(z_0,z_k))} = 2\delta_k \int_{z_0}^{z_k} \psi(x)dx, \qquad (12)$$

получим алгоритм относительных измерений с интегральной калибровкой:

$$\varepsilon(z) = \psi(z)\left[2\delta_k \int_{z_0}^{z_k} \psi(x)dx + 2\int_{z}^{z_k} \psi(x)dx\right]^{-1}, \qquad (13)$$

где $\delta_k = \frac{1}{(T^{-2}(z_0,z_k)-1)} = \frac{1}{\exp(2\tau(z_0,z_k))-1}$ – безразмерный параметр, выражающийся через значение прозрачности T^2 или оптической толщи τ участка $[z_0, z_k]$.

Как следует из (2), кроме измеряемого экспериментально лидарного сигнала $P(z)$ и известной аппаратной функции лидара $A(z)$, входными данными для обращения лидарного уравнения являются оптические параметры атмосферы $T^2(0,z_0), b_\wedge(z)$. Переход к относительным измерениям снимает проблему измерения прозрачности атмосферы на участке до аэрозольного образования.

Формулы (7) (с локальной калибровкой) и (14) (с интегральной калибровкой) содержат практически все известные варианты аналитических методов решения лидарного уравнения в приближении однократного рассеяния. Среди них наибольшее распространение для контроля аэрозольных загрязнений получили метод Клетта и метод S-функции.

Метод Клетта подразумевает предположение $b_\wedge(z) = const, A(z) = const$ в выражении (7)

$$\varepsilon(z) = \left[S(z)\frac{S(z_k)}{\varepsilon(z_k)} - 2\int_{z_k}^{z} S(x)dx\right]^{-1}, \qquad (14)$$

где $S(z) = P(z)z^2$ – сигнал, умноженный на квадрат расстояния.

Формула (14) является математическим выражением алгоритма метода Клетта, который основан на калибровке сигнала $S(z_k)$ по известному коэффициенту ослабления $\varepsilon(z_k)$. Устойчивость этого метода в области больших оптических толщ в значительной мере зависит от выбора опорной точки. Помещение последней вглубь рассеивающей среды делает алгоритм более устойчивым.

С целью повышения надежности интерпретации лидарных сигналов при зондировании оптически плотных аэрозольных образований для вычисления $\varepsilon(z)$ вместо (7) используют выражение, следующее из (12):

$$\varepsilon(z) = S(z)\left[2\delta_k \int_{z_0}^{z_k} S(x)dx + \int_{z}^{z_k} S(x)dx\right]^{-1}, \qquad (15)$$

где

$$\delta_k = [T^{-2}(z_0,z_k) - 1]^{-1}, T^2(z_0,z_k) = exp\left\{-\frac{K_T}{(z_k - z_0)^2}\int (z' - z_0)\ln\frac{S(z_0)}{S(z')}dz'\right\}.$$

Здесь параметр δ_k находится из данных лазерного зондирования и используется для стабилизации решения (15) в области больших оптических толщ. Корректирующий множитель K_T подбирается экспериментально.

В методе S-функции трасса зондирования разбивается на отрезки $[z_{i-1}, z_i]$ (i=1,…,m) и измеряется отношение сигналов в соседних точках z_{i-1} и z_i, считая $b_\wedge(z) = const, A(z) = const$:

$$\cdot\frac{\psi(z_i)}{\psi(z_{i-1})} = \frac{P(z_i)z_i^2}{P(z_{i-1})z_{i-1}^2} = \frac{S(z_i)}{S(z_{i-1})} \tag{16}$$

Пересчет оптических параметров от (i-1)-го к i-му слою проводится по формуле (7), положив $z = z_i, z_k = z_{i-1}$:

$$\left(\frac{S(z_i)}{\varepsilon(z_i)} - \frac{S(z_{i-1})}{\varepsilon(z_{i-1})}\right) = 2\int_{z_i}^{z_{i-1}} [S(z)dz \cong -(\square] z_i - z_{i-1}) \left(S(z_i) + S(z_{i-1})\right). \tag{17}$$

Здесь интеграл вычислен по формуле трапеций в предположении малости $(z_i - z_{i-1})$.

Далее, деля поочередно (16) на $S(z_i)$ и $S(z_{i-1})$, получим

$$\varepsilon(z_i) \cong \left[\frac{1}{\varepsilon(z_{i-1})}\left(\frac{S(z_{i-1})}{S(z_i)}\right) - (z_i - z_{i-1})\left(1 + \frac{S(z_{i-1})}{S(z_i)}\right)\right]^{-1}; \tag{18}$$

$$\varepsilon(z_{i-1}) \cong \left[\frac{1}{\varepsilon(z_i)}\left(\frac{S(z_i)}{S(z_{i-1})}\right) - (z_i - z_{i-1})\left(1 + \frac{S(z_i)}{S(z_{i-1})}\right)\right]^{-1}. \tag{19}$$

Соотношения (18), (19) дают схему последовательного пересчета показателя ослабления в любую сторону от опорного значения, измеренного в любой точке трассы. Такая схема позволяет снизить влияние фона за счет измерения отношения сигналов в двух близких точках.

Практически все программы и цели дистанционного зондирования сводятся к решению обратных задач – к нахождению параметров исследуемой среды. Одними из самых распространенных методов решения обратной задачи является метод фиттинга и метод, основанный на байесовском критерии, который в случае гауссовых шумов, наиболее часто представленных в решении практических задач, по сути, является обобщением метода наименьших квадратов.[2]. Суть метода заключается в многократном решении прямой задачи с различными параметрами и последующим подбором получившихся теоретических кривых к экспериментальной. Таким образом, решение обратных задач выдвигает серьезные требования по точности и скорости к многократному решению векторного уравнения переноса излучения (ВУПИ). С этих позиций критически рассмотрим существующие методы решения ВУПИ.

Библиографический список

1. Розенберг Г.В., 1977: Луч света (К теории светового поля) // УФН, Т. 121, Вып.1, С. 97-138.
2. Rodgers CD., 2000: Inverse Methods for Atmospheric Sounding: Theory and Practice.- Singapore: World Scientific Publishing, 238 P.