

В.Н. Маричев, А.В. Ельников

О МЕТОДЕ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ
АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА НА ДЛИНАХ ВОЛН 308 и 532 НМ

Анализируется лидарный метод зондирования озона, при котором основная длина волны $\lambda_1 = 308$ нм попадает в полосу поглощения озона в ультрафиолетовой области спектра, а вспомогательная $\lambda_2 = 532$ нм лежит в видимой области спектра. Обсуждаются вопросы, связанные с оценкой параметров рассеяния на длине волны 308 нм по данным зондирования на $\lambda_2 = 532$ нм. Рассматривается температурная зависимость коэффициента поглощения. Особое внимание уделено коррекции лидарных сигналов и их оптимальной фильтрации.

Среди методов дистанционного газоанализа атмосферы широкое распространение получил лидарный метод дифференциального поглощения [1–4]. В этом методе, как известно, используются две близкорасположенные длины волн, выбранные в спектральных участках с различными коэффициентами поглощения зондируемого газа. Посылка зондирующих импульсов и прием обратнорассеянного излучения на близких длинах волн позволяет корректно учесть влияние рассеяния и выявить поглощение излучения, непосредственно связанного с концентрацией зондируемого газа.

Однако довольно часто реализация метода дифференциального поглощения затруднена или практически невозможна из-за отсутствия лазерных источников с необходимыми спектральными характеристиками, такими как достаточный набор длин волн, диапазон частотной перестройки, стабильность и т.д. В таких случаях альтернативой является зондирование на одной основной длине волны, попадающей в спектральную область поглощения газа. При этом вклад рассеяния оценивается из данных зондирования на разнесенной с основной вспомогательной длине волны излучения, не испытывающего поглощения атмосферными газами. Так, например, сделано в работе [5], где лидарные измерения профилей озона осуществлены с использованием длин волн 308 и 532 нм.

При использовании метода зондирования озона на разнесенных длинах волн большое значение приобретает корректная информация о рассеивающих свойствах среды (коэффициента обратного рассеяния и пропускания атмосферы) на основной длине волны, а также (как и в методе дифференциального поглощения) о вертикальном профиле коэффициента поглощения озона. Данные вопросы были затронуты в известных работах по лидарным измерениям озона [2, 3, 5], но, по существу, остались нераскрытыми. Кроме того, для получения более точных оценок восстанавливаемого профиля концентрации озона возникает необходимость учета случайного характера поступающих эхосигналов и аппаратных искажений при приеморегистрации, что требует использования специальных мер коррекции и фильтрации [6, 7]. Настоящая работа посвящена анализу метода зондирования озона на разнесенных длинах волн 308 и 532 нм с акцентом на указанные проблемы. Выбор данных длин волн обусловлен использованием лазеров — эксимерного на смеси ХеСl и твердотельного на алюмоиттриевом гранате — как одних из более вероятных излучателей лидара.

При зондировании на одной длине волны формула для оценки концентрации озона ρ , получаемая из лидарного уравнения, имеет вид

$$\rho(H) = \frac{1}{\sigma_{\lambda_1}(T(H))} \cdot \frac{d}{dH} \left\{ \ln \frac{[N_{\lambda_1}(H, \Delta H) - N_{\text{фт}}] \cdot H_{\text{фт}}^2}{\beta_{\pi\lambda_1}(H) T_{\rho\lambda_1, \text{м}}^2(H) T_{\rho\lambda_1, \text{а}}^2(H)} \right\}, \quad (1)$$

где H — высота; T — температура; ΔH — пространственное разрешение; σ_{λ_1} — сечение поглощения молекулы озона на длине волны $\lambda_1=308$ нм в полосе поглощения Хюгенса; N_{λ_1} — полный эхосигнал; $N_{\text{фт}}$ — шум, возникающий за счет фонового излучения и темнового тока (предполагается детектирование в режиме счета фотонов); $\beta_{\pi\lambda_1}$ — коэффициент обратного рассеяния; $T_{\rho\lambda_1, \text{м}}$, $T_{\rho\lambda_1, \text{а}}$ — функции пропускания излучения молекулярным и аэрозольным рассеянием.

В предположении зондирования озона в стратосферных высотах 10–50 км оценка пропускания в этом интервале согласно среднециклической модели для средних широт [8] составит величину $T_{\rho\lambda_1, \text{а}}^2 \approx 0,98$. Следовательно, при обычном содержании аэрозоля в стратосфере, близком к фоновому, можно считать, что практически все аэрозольное ослабление обуславливается слоем 0–10 км. С учетом этого для $H > 10$ км вправе полагать $T_{\rho\lambda_1, \text{а}}^2 = \text{const}$. Тогда выражение (1) упрощается за счет отсутствия указанного члена.

Согласно основной формуле (1), задача восстановления концентрации озона из лидарных данных разбивается на два этапа:

- 1) определение высотных профилей $\beta_{\text{пл}}, T_{\text{пл},M}^2, N_{\lambda}, \sigma_{\lambda}$;
- 2) решение обратной некорректной задачи.

Решение обратных задач применительно к обработке лидарных данных достаточно подробно изложены в работах [4,9, 10], поэтому мы остановимся на вопросах выбора априорной информации и подготовки входных данных для восстановления концентрации озона.

Сечение поглощения

При определении сечения поглощения озона для излучения лазера на смеси ХеСl необходимо учитывать спектральные характеристики излучения последнего. Как указывается в [11], эксимерный лазер на ХеСl генерирует в узком диапазоне длин волн вблизи 308 нм. Более детальная картина эмиссионного спектра приведена, например, в работе [12]. Тонкая структура спектра излучения представляет собой четыре колебательных перехода (0,0; 0,1; 0,2; 0,3) на длинах волн 307,6; 307,9; 308,2 и 308,9 нм. Причем основная часть излученной энергии приходится на центральные длины волн 307,9 и 308,2 нм, в то время как переходы на крайних длинах волн являются слабыми. Поэтому для определения а спектр излучения ХеСl–лазера можно рассматривать как центрованный на $\lambda = 308$ нм с эффективной шириной $\sim 0,3-0,4$ нм. Это обстоятельство дает основание считать спектр излучения лазера по отношению к УФ–спектру поглощения озона с монотонной зависимостью от длины волны [13] квазимонохроматичным и выбирать сечения поглощения для $\lambda = 308$ нм.

В табл. 1, по данным различных работ, приведены величины сечений (коэффициентов) поглощения озона в области 308 нм. Сравнивая величины коэффициентов поглощения, мы явно видим их разброс. Учитывая влияние температуры на поглощение в полосах Хартли и Хюгенса, исследованное в работе [14], можно предложить следующую формулу для температурной зависимости $\sigma(T)$, полученную в приближении линейной аппроксимации:

$$\sigma(T) = \sigma(T_0) - 1.802 (T_0 - T) \cdot T \cdot 10^{-24}, [\text{см}^2]. \quad (2)$$

Приведенные с помощью выражения (2) к температуре $T_0 = 291^\circ\text{K}$ значения $\sigma(T_0)$ даны в пятом столбце таблицы. В основополагающих работах [13, 14, 15], в которых опубликованы результаты спектральных измерений в области 308 нм, наблюдается хорошее соответствие значений $\sigma(T_0 = 291^\circ\text{K}) = 1,409; 1,388; 1,405 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$. В качестве начальных значений были взяты величины $T_0 = 291^\circ\text{K}$, в $\sigma(T_0 = 1,400 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$.

Т а б л и ц а 1

Коэффициенты поглощения озона в области 308 нм по данным различных работ

λ , нм	K' , $\text{см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ (осн. 10)	$\sigma \cdot 10^{19}$, см^2	T , K	$\sigma_0 \cdot 10^{19}$, см^2	Литера- тура
1	2	3	4	5	6
308	1,55	1,458	300	1,409	[15]
308	1,53	1,454	303	1,388	[13]
303,7		5,2			[16]
308,2		3,0			[16]
307,9 308,2		1,3			[5]
307,7	1,62	1,478	291	1,478	[14]
308,3	1,46	1,333	291	1,333	[14]
305		1,60 1,76	229 291	1,76	[17]
310		0,926 1,02	229 291	1,06	[17]

По формуле (2) прослеживается существенное влияние температурных вариаций на величину сечения поглощения, чем пренебрегалось в работах [12, 18]. Так, по оценкам [18], в диапазоне изменений температуры нижней стратосферы от 190 до 230°К, σ изменяется лишь на 1–2%. В действительности, для этого же диапазона сечение поглощения, согласно (2), изменяется в пределах $(1,05 - 1,15) \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$. Таким образом, неучет температурной зависимости $\sigma(T)$ может привести к погрешности определения концентрации озона до 9%.

Относительно возможного влияния изменения давления на величину коэффициента поглощения озона необходимо отметить, что согласно литературным данным [15] такой эффект не наблюдался. Ввиду относительно широкой полосы поглощения озона отпадает необходимость учитывать в расчете ширину спектра лазерного излучения. Все это, в отличие от зондирования на узких изолированных линиях поглощения [4], упрощает расчет и повышает точность построения профиля $\sigma(H)$.

Коэффициент обратного рассеяния

Коэффициент обратного рассеяния света является суммой коэффициентов обратного молекулярного и аэрозольного (индексы «М» и «а») рассеяния

$$\beta_{\pi\lambda_1}(H) = \beta_{\pi\lambda_1, M}(H) + \beta_{\pi\lambda_1, a}(H). \quad (3)$$

Молекулярная составляющая коэффициента однозначно связана с плотностью воздуха. В нашем случае удобнее находить $\beta_{\pi\lambda_1, M}$ через давление и температуру. Такая связь была определена, аналогично работе [19], при использовании оптико-метеорологической модели атмосферы [20]:

$$\beta_{\pi\lambda_1, M}(H) [\text{км}^{-1} \text{ стер}^{-1}] = 4,117 \cdot 10^{-3} \frac{P(H) [\text{мбар}]}{T(H) [\text{К}]} \quad (4)$$

Для определения аэрозольной компоненты коэффициента обратного рассеяния на $\lambda_1 = 308 \text{ нм}$ используются данные зондирования на длине волны $\lambda_2 = 532 \text{ нм}$. В общем случае, зная $\beta_{\pi\lambda_2, a}(H)$, можно оценить $\beta_{\pi\lambda_1, a}(H)$ по соотношению

$$\beta_{\pi\lambda_1, a}(H) = \mu(H) \cdot \beta_{\pi\lambda_2, a}(H), \quad (5)$$

где $\mu(H)$ — некоторый коэффициент связи, который должен быть известен *априори*.

В свою очередь, для нахождения величин $\mu(H)$ можно воспользоваться известными оптическими моделями атмосферы, соответствующими условиям лидарных наблюдений.

Так, среднециклическая модель атмосферы [8] дает возможность оценки значений $\mu(H)$ для малых, на уровне фоновых, содержаний аэрозоля в стратосфере по формуле

$$\mu(H) = \frac{\beta_{\pi a(248)}(H) + \beta_{\pi a(347)}(H)}{2\beta_{\pi a(530)}(H)}, \quad (6)$$

где $\beta_{\pi a(248)}$, $\beta_{\pi a(347)}$, $\beta_{\pi a(530)}$ — коэффициенты обратного рассеяния на длинах волн 248, 347 и 530 нм, взятые из [8]. Для интервала высот 11–40 км $\mu(H)$ изменяется в пределах от 0,9 ($H = 18 \text{ км}$) до 1,3 ($H = 30 \text{ км}$). Границы использования модели [8] и соответствующей формулы (6) для оценки коэффициента обратного аэрозольного рассеяния устанавливаются по значению отношения рассеяния $R(H)$ на $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$. Так, в модели [8] в интервале стратосферных высот $R(H) \leq 1,1$. Следовательно, если в реальном эксперименте отношение рассеяния не превышает значения 1,1 — 1,2, то применима указанная модель.

При содержании аэрозолей в стратосфере на уровне $R = 1,2 \div 1,4$, согласно моделям Эльтермана [21] и Мак-Клатчи [22], $R(H) = 1,4 \div 1,6$. Как и в предыдущем случае, выбор $R(H)$ в указанном интервале значений производится на основании анализа данных о профиле $R(H)$, полученных непосредственно из экспериментальных измерений.

Условия, при которых $R(H) > 1,4$, как правило, соответствуют повышенному содержанию аэрозоля в стратосфере за счет вулканических выбросов. Подтверждением тому являются долговременные наблюдения лидарных станций, включая периоды наиболее мощных извержений вулканов, например, Хеленса [23], Эль-Чичона [241], Руиса [251 и др. Так, если в спокойные относительно вулканической активности периоды времени отношение рассеяния для $\lambda = 0,53$ и $0,69 \text{ мкм}$ в области стратосферных высот не превышало значений $1,4 \div 1,5$, то с появлением мощных очагов вулканических извержений оно начинает быстро возрастать. Например, авторы в январе 1986 г. с помощью лидара [26] наблюдали появление стратосферного слоя $R = 1,43$ на высоте $H = 21 \text{ км}$, что являлось нетипичным для

зоны Западной Сибири. Дальнейший анализ показал, что образование данного слоя является следствием извержения вулкана Руис (Колумбия).

Для замутненной стратосферы ($R > 1,5$) формула оценки $\beta_{\pi\lambda_a}$ (5) запишется, согласно [5], в виде

$$\beta_{\pi\lambda_a}(H) [\text{км}^{-1} \text{стер}^{-1}] = K_1 \cdot \frac{P(H) [\text{мбар}]}{T(H) [\text{К}]} \{R(H) - 1\}, \quad (7)$$

где $K_1 \approx 8,2 \cdot 10^{-4}$.

Говоря о косвенной оценке вклада аэрозольного рассеяния в общем, необходимо отметить ее приближенный характер. Но несмотря на это, на фоне сильного молекулярного рассеяния для $\lambda_1 = 308$ нм (почти в 9 раз выше, чем на $\lambda_2 = 532$ нм) такой учет аэрозольной добавки позволяет повысить точность оценки полного коэффициента обратного рассеяния. Кроме того, при отсутствии аэрозольных добавок на отдельных участках профиля, прослеживаемого по данным измерений на $\lambda_2 = 532$ нм, гарантируется точный расчет $\beta_{\pi\lambda_a}(H)$ на этих участках трассы, так как его величина здесь будет определяться только молекулярным рассеянием света.

Пропускание атмосферы

Как было отмечено выше, для стратосферных высот изменение пропускания атмосферы как рассеивающей среды обусловлено изменением интенсивности молекулярного рассеяния с высотой. Профиль пропускания как функция плотности воздуха рассчитывается через давление и температуру по формуле

$$T_{p\lambda, M}^2(H) = \exp \left[-6,899 \int_0^H \frac{P(h)}{T(h)} dh \right]. \quad (8)$$

Для практических расчетов удобнее от интеграла в (8) перейти к сумме по сетке высот, выбранной в соответствии с пространственным разрешением, с которым получены используемые профили давления и температуры.

Информация о вертикальных профилях давления и температуры, необходимая для оценок σ_{λ_1} , $\beta_{\pi\lambda, M}$ и $T_{p\lambda, M}^2$, согласно формулам (2, 4, 7, 8), может быть получена в первом приближении из моделей атмосферы, более точно — из данных сопутствующих запусков радиозондов.

Эхо-сигналы

Рассматривая вопросы измерения оптических сигналов в режиме счета одноэлектронных импульсов (ОИ), необходимо указать на две особенности их обработки.

Первая особенность заключается в том, что в процессе приеморегистрации сильных лидарных сигналов, имеющих место на ближнем участке трассы зондирования, происходит занижение измеряемой мощности, вызванное инерционностью приемной и регистрирующей аппаратуры. В состав такой аппаратуры как обязательные элементы входят фотоприемник и счетчик ОИ. На выходе каждого из блоков может иметь место искажение эхо-сигналов в сторону их уменьшения: на фотоприемнике — за счет вероятного «слипания» одноэлектронных импульсов (счетчик с «мертвым временем» продлевающегося типа [27]), на счетчике ОИ — из-за просчетов вследствие конечности разрядности счетчиков [28]. Указанная особенность приеморегистрации лидарных сигналов требует проведения корректировки, которая может быть выполнена при их математической обработке. Так, в условиях применимости пуассоновской статистики фотоэлектронов фактор «слипания» учитывается формулой [27]

$$M = N \exp(-N\tau/n\Delta T), \quad (9)$$

где N — число поступивших на вход счетчика (в данном случае ФЭУ) импульсов; M — зарегистрированное число ОИ; n — число измерений; τ — ширина ОИ на уровне порога дискриминации; ΔT — длительность строка.

Что касается второго искажающего фактора (на счетчике ОИ), то его влияние на эхо-сигналы подробно изложено в [28], и в случае одноразрядного счетчика несмещенная оценка пришедших на счетчик ОИ одноэлектронных импульсов равна

$$N = -n \ln[1 - M/n],$$

где обозначения такие же, как и в предыдущей формуле.

На практике довольно часто встречаются системы регистрации, когда искажения вносит преимущественно какой-либо один из факторов инерционности, и поэтому для коррекции применяется одна из представленных формул. Для примера коррекции на «слипание» фотоэлектронов можно привести работу [6], в которой эта процедура проделана для данных по восстановлению профиля влажности, полученных одним из авторов на лидаре, описанном в работе [4]. Вторым искажающим фактором имеет место в работе высотного лидара, используемого авторами для получения вертикальной стратификации аэрозоля [26]. В лидаре применяется одноразрядный счетчик [29] с длительностью временного интервала 2 мкс. Необходимость учета этого искажающего фактора для данного лидара иллюстрируется табл. 2. Отношения рассеяния R , рассчитанные из нескорректированных эхо-сигналов, оказываются значительно заниженными на ближнем участке трассы.

Т а б л и ц а 2

Зарегистрированное M и скорректированное N числа накопленных на лидаре [26] ОИ и восстановленные по ним отношения рассеяния R_M и R_N в зависимости от высоты

H , км	6,07	9,07	12,07	15,09	18,07	21,07	24,07
M	6,49+5	4,42+5	2,04+5	9,02+4	3,79+4	1,57+4	6,96+3
N	3,17+6	7,38+5	2,45+5	9,71+4	3,91+4	1,59+4	7,01+3
R_M	0,38	0,86	1,12	1,26	1,25	1,17	1,10
R_N	1,85	1,43	1,34	1,35	1,29	1,18	1,11

Учет одновременного влияния инерционности как фотоприемника, так и счетчика ОИ производится по схеме последовательной корректировки эхо-сигналов от выхода ко входу, где вначале учитываются по (10) искажения, вносимые счетчиком, затем по (9) искажения, вносимые фотоприемником.

Вторая особенность связана с обработкой лидарных сигналов. Как показано в работе [7], учет априорной информации о флуктуациях параметров эхо-сигналов позволяет повысить точность восстановления искомым характеристик атмосферы. С этой целью авторами [7] предложен и разработан метод оптимальной марковской фильтрации как эффективное средство обработки лидарных данных.

Таким образом, рассмотренные выше корректировка лидарных сигналов, их оптимальная марковская фильтрация, обоснованный выбор профилей коэффициента обратного рассеяния и молекулярного поглощения, а также прозрачности атмосферы дают возможность для более точного восстановления профилей концентрации озона по данным лазерного зондирования на двух длинах волн — 308 и 532 нм.

- Хинкли Э.Д., Коллис Р.Т.Х., Рассел П.Б. — Лазерный контроль атмосферы. — М.: Мир, 1979, с. 91 — 174.
- MeJie G.J., Ancellent G., Pel on J. — *Apol. Optics*, 1985, v. 24, N. 21, p. 3454—3463.
- Werner J., Rothe R. W., Walter H. — *Appl. Phys.*, 1983, B32, p. 113—118.
- Зуев В.Е., Макушкин Ю.С., Маричев В.Н., Мицель А.А., Самохвалов И.В., Соснин А.В. — *ДАН*, 1981, т. 257, № 6, с. 1338—1341.
- Uchino O., Maeda M., Shibata T. et. al. — *Appl. Optics.*, 1980, v. 19, N. 24, p. 4175—4181.
- Астафуров В.Г. Мицель А.А. — *Автометрия*, 1984, № 1, с. 92—97.
- Глазов Г.Н., Глазов Гр.Н., Игонин Г.М. — *Автометрия*, 1985, № 5, с. 46—51.
- Зуев В.Е., Креков Г.М. *Оптические модели атмосферы*. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986, с. 156.
- Войскобойников Ю.Е., Мицель А.А. — *Изв. АН СССР. ФАО*, 1281, т. 17, № 2, с. 175—181.
- Зуев В.Е., Иваненко Б.П., Наац И.Э. — *Исследование Земли из космоса*, 1985, № 5, с. 117—122.
- Роудз И. *Экимерные лазеры*. — М.: Мир, 1981, с. 163.
- Uchino O., Maeda M., Hirono M. — *JEEE J. Quant. Electr.*, 1979, v. QE—15, N. 10, p. 1094—1106.
- Griggs M. — *J. Chem. Phys.*, 1968, v. 49, N. 2, p. 857—859.
- Vigroux E. — *Ann. Phys.*, 1967, v. 2, p. 209—213.
- Inn E.C.Y., Tanaka Y. — *J. Opt. Soc. Am.*, 1953, v. 43, N. 10, p. 870—873.
- Megie G., Allain J.Y., Chanin M.L., Blamont J. E. — *Nature*, 1977, v. 270, p. 329—331.
- Костко О.К., Смирнов Н.Д. — *Труды ЦАО*, 1979, вып. 138, с. 32—47.
- Uchino O., Maeda M., Yamamura H., Hirono M. — *J. Geoph. Res.*, 1983, v. 88, NC9, p. 5273—5280.
- Маричев В.И., Ельников А.В. — *IX Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. (Тез. докладов)*. Томск: Изд-е ТФ СО АН СССР, 1987, ч. 1, с. 154—159.
- Ипполитов И.И., Комаров В.С., Мицель А.А. — В сб.: *Спектроскопические методы зондирования атмосферы*. Новосибирск: Наука, 1985, с. 4—44
- Elterman L., AFCRL—70—0200, March 1970. — In: *Environmental Research Papers*, N. 318.
- Kneizys F.X., Shettle F.P., Gallery W.O. et al. — *Computer Code Lowtran 5*. — In: *Environment. Res. Paper*, AFGL—TR—80—0056, 1980, N. 697.

23. Hirono M., Fujiwara M., Shibata T., Kugumija. — J. Atmosph. and Terr. Phys., 1984, v. 46, N. 12, p. 1147–1157.
24. McCormick M.P., Swissler T.J., Fuller W.N. et al. — Geof. Int., 1984, v. 23–2, p. 187–221.
25. DeFoor T. — SEAN Sulletin, 1985, v. 10, N. 12, p. 17.
26. Маричев В.Н., Ельников А.В. — IX Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы, (Тез. докладов). Томск: Изд-е ТФ СО АН СССР, 1987, ч. I, с. 150–153.
27. Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. — М.: Физматгиз, 1959.
28. Надев А.И., Шелевой К.Д. — VIII Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. (Тез. докладов). Томск: Изд-е ТФ СО АН СССР, 1984, ч.2, с.310–313.
29. Надеев А.И., Шелевой К.Д. Система счета фотонов С-4Т для лазерного зондирования атмосферы. Деп. в ВИНТИ. Пер. №6950-84, 1984.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
27 ноября 1987 г.

V. N. Marichev, A. V. El'nikov. On Lidar Sounding of Stratospheric Ozone at 308 and 532 nm.

Considered here is a lidar sounding scheme where the laser wavelength at $\lambda = 308$ nm is tuned on the O₃ absorption band in UV while another operating wavelength at $\lambda_2 = 532$ nm is in the visible. The problem of retrieving the scattering parameters at 308 nm from the lidar data for 532 nm is discussed. Temperature dependence of the absorption coefficient is also examined. Special emphasis is laid on the lidar signal correction and optimal filtering. Finally, a block diagram of the lidar data processing system is presented.