

Г.М. Креков, М.М. Крекова

Об эффективности лидарных методов дифференциального поглощения в условиях облачной атмосферы

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 14.07.2005 г.

Редукция систематических ошибок лидарных измерений, вызванных дифференциальным ослаблением и обратным рассеянием аэрозольных и облачных частиц, является ключевой проблемой при определении концентрации озона в атмосфере. В рамках метода статистических испытаний выполнен сравнительный анализ эффективности различных алгоритмов метода дифференциального поглощения (МДП) для упругого и неупругого рассеяния. Они включают каноническую МДП-технику, в которой профиль концентрации озона рассчитывается с использованием соотношения двух сигналов, измеренных на длинах волн *on* и *off* в окрестности полосы поглощения. Рассматриваются особенности классического рамановского и нового вращательного колебательно-вращательного метода. Показано, что присутствие зависящего от длины волны многократного рассеяния и дифференциальное поглощение облачными частицами являются основными источниками систематических ошибок при измерениях озона. Это диктует необходимость их коррекции.

Введение

В предыдущей работе [1] рассмотрены некоторые вопросы эффективности методов колебательно-вращательной рамановской спектроскопии при лазерном зондировании облачной атмосферы. Приведены оценки потенциальной точности восстановления вертикальных профилей температуры и влажности в условиях помехи многократного рассеяния в каналах рамановского зондирования. Наряду с температурой и влажностью важным метеорологическим параметром, определяющим химическую и термодинамическую структуру земной атмосферы, является озон. Натурные исследования озона проводятся на протяжении нескольких десятилетий с использованием самой разнообразной экспериментальной техники. Обобщению имеющихся результатов и обнаруженных закономерностей в глобальном распределении озона посвящены многочисленные публикации, в том числе [2]. Накоплен обширный банк данных измерений озона, что позволяет не только воспроизводить вертикальные профили методами статистического моделирования, но и выделять в них региональные особенности [3].

Тем более удивительным представляется тот факт, что в ряде работ, посвященных сравнению данных спутникового зондирования, например, в рамках LIMS и SME [2,4,5], с результатами измерений и модельных расчетов, обнаруживаются расхождения в реконструкции вертикальных профилей O_3 . Расхождения достаточно значимые, чтобы стать предметом специального обсуждения, в том числе и в данной статье.

Некоторые авторы связывают возможность объяснения указанного факта с поисками дополнительных (помимо традиционного [2] $N_2O + ({}^1D) \rightarrow NO + NO$) источников окислов азота на высотах

озонового максимума. Однако серьезных доказательств этого предположения пока нет. С другой стороны, в ряде докладов последней Международной конференции по лазерному зондированию (ILRS-2004) [6] говорится о существенной взаимосвязи пространственной стратификации озона с аэрозольными и облачными слоями в верхней тропосфере и стратосфере. Эти выводы следуют как из модельных расчетов [7, 8], так и из прямых экспериментальных измерений [9].

Важно иметь в виду, что наряду с гетерогенной химической активностью облачные и аэрозольные частицы являются источником активных оптических помех при зондировании озона фотометрическими и лидарными методами и приводят к смещенным оценкам вертикальных профилей концентрации, особенно в спутниковых измерениях [10]. В настоящее время, когда актуальной становится тенденция перехода существующей мировой сети лидарных станций к рутинному режиму мониторинга, прогноз помехоустойчивости лидарных методов в условиях переменной оптической погоды, включая облачность, приобретает особое значение. Исследования в этом направлении пока немногочисленны, следует указать ряд работ [10–12]. Опираясь на результат этих работ, мы, естественно, ограничимся случаем облачности верхнего яруса и возможных аэрозольных инверсий в тропосфере и стратосфере.

1. Зондирование вертикальных профилей озона лидарным методом дифференциального поглощения

Теоретические основы метода дифференциального поглощения (МДП) применительно к лидарным

измерениям пространственного распределения влажности в атмосфере были сформулированы и реализованы на практике Счетландом [13] в 1964 г. Идея метода состояла в пространственном дифференцировании отношения лидарных сигналов на двух близких длинах волн в окрестности одной из линий H_2O . Идея оказалась применимой для зондирования любых составляющих молекулярной (а иногда и аэрозольной) атмосферы, обладающих разрешенным спектральным поглощением, в том числе и озона, обладающего выраженным спектральным поведением в УФ-полосах Хартли–Хаггинса [14]. Однако технические трудности создания эффективных УФ-лидаров явились причиной более позднего появления первых значимых результатов измерений O_3 в реальной атмосфере [15]. К настоящему времени в мировой сети успешно функционируют более десятка стационарных лидарных станций [3, 16]. Постоянно появляются новые методологические особенности в интерпретации лидарных сигналов в рамках МДП.

В работах [17, 18] выполнен сравнительный анализ помехоустойчивости используемых методик, в том числе для перспективного космического проекта зондирования [19]. Отмечается, что каноническая (elastic-DIAL) схема зондирования дает адекватные результаты для ограниченного участка высот $\Delta h \cong 10\text{--}40$ км, охватывающих стратосферу и верхнюю тропосферу в условиях безоблачной невозмущенной атмосферы, чаще в ночной период времени измерений. В условиях сплошной облачности измерения невозможны, наличие слабой облачности или аэрозольных инверсий приводит к неконтролируемому смещению результатов [19, 20]. В чем основная причина смещения? Алгоритм реализации МДП математически чрезвычайно прост.

Лидарный сигнал, отраженный назад облачными и аэрозольными частицами, а также молекулами воздуха, описывается в приближении однократного рассеяния известным уравнением локации

$$P(\lambda_i, h) = P_0(\lambda_i) \xi(h) \frac{\beta_\pi(\lambda_i, h)}{h^2} \exp \left[- \int_0^h \sigma(\lambda_i, h') dh' \right], \quad (1)$$

где λ_i – набор рабочих длин волн ($i = 0, 1, 2$); $P_0(\lambda_i)$, $P(\lambda_i)$ – соответственно излучаемая и измеряемая мощности зондирующего излучения; $\xi(h)$ – аппаратный множитель, включающий функцию перекрытия; $\sigma(\lambda_i, h)$ – полный коэффициент атмосферной экстинкции; $\beta_\pi(\lambda_i, h)$ – объемный коэффициент обратного рассеяния. В методе ДП коэффициент экстинкции обычно представляют как сумму

$$\sigma(\lambda_i, h) = \sigma_{ext}(\lambda_i, h) + \sigma_{O_3}(\lambda_i, h), \quad (2)$$

где $\sigma_{O_3}(\lambda_i, h)$ – коэффициент поглощения исследуемого атмосферного газа, в данном случае O_3 ; $\sigma_{ext}(\lambda_i, h)$ – фактор экстинкции, включающий все остальные потери лазерного излучения с длиной

волны λ_i за счет рассеяния, поглощения и переизлучения. В свою очередь

$$\sigma_{O_3}(\lambda_i, h) = N_{O_3}(h) K(\lambda_i), \quad (3)$$

где $N_{O_3}(h)$ – искомый высотный профиль концентрации газа; $K(\lambda_i)$ – сечение поглощения. Обычно, если N имеет размерность см^{-3} , то $K(\lambda)$ – см^2 . Решение системы уравнений (1) с учетом (2) и (3) для тривиального случая ($i = 1$, $\xi(h) = 1$) приводит к хорошо известному соотношению в форме логарифмической производной:

$$N_{O_3}(h) = \frac{1}{2\Delta K} \left\{ \frac{d}{dh} \left[\ln \frac{P(\lambda_0, h)}{P(\lambda_1, h)} \right] + A + B \right\}, \quad (4)$$

где

$$A = - \frac{d}{dh} \left[\ln \frac{\beta_\pi(\lambda_0, h)}{\beta_\pi(\lambda_1, h)} \right]; \quad (5)$$

$$B = -2[\sigma_{ext}(\lambda_0, h) - \sigma_{ext}(\lambda_1, h)]; \quad (6)$$

$\Delta K = K(\lambda_0) - K(\lambda_1)$ – дифференциальный коэффициент поглощения, усредненный по спектру излучения. Составляющие A и B , строго говоря, неизвестны, хотя входящие в них оптические коэффициенты $\beta_\pi(\lambda)$ и $\sigma_{ext}(\lambda)$ включают в себя вклад молекулярного рассеяния, которое проще поддается прогнозу и оценке.

В некоторых исследованиях, например в [19, 22, 23], влиянием члена (5) просто пренебрегается. В других работах, в частности [2, 20, 21, 24] считается, что неопределенность значений A является основным источником ошибок восстановления профиля $N_{O_3}(h)$. В этой связи предложен ряд алгоритмов [12, 21, 24, 25] оценки дифференциального поглощения аэрозолями в выбранном участке спектра. Все они так или иначе предполагают параллельное решение системы (1) относительно коэффициентов аэрозольного рассеяния. Решение, как правило, опирается на так называемый метод Клетта. Метод Клетта, тоже метод интегрального накопления с опорной точкой в конце трассы зондирования, сформулирован нами в более ранней работе [26]. Там же показано, что этот метод наименее устойчив в условиях помехи многократного рассеяния.

В работе [25] предложен более эффективный алгоритм решения системы типа (1) для схемы рамановского зондирования плотности молекулярной атмосферы. Алгоритм опирается на интегральную обработку дискретизированного сигнала обратного рассеяния. Вычислительная схема легко обобщается на любую многочастотную схему зондирования (см. Приложение), в том числе и на случай МДП. Полностью устранить неопределенность в оценке фактора A в (4) можно, как предложено в [11, 12, 30], привлекая каналы неупругого рамановского рассеяния. Перспективность этого подхода в условиях помехи многократного рассеяния оценивается далее.

2. Идеология численного эксперимента по лазерному зондированию атмосферного озона

2.1. Точностные характеристики лидарного метода дифференциального поглощения

Точностные характеристики лидарного МДП в применении к зондированию вертикальных профилей озона в земной атмосфере исследованы в целом ряде работ, в том числе в [2–6, 10–12, 17–22, 30]. Обстоятельный обзор ранних исследований выполнен в монографиях [22, 31]. Установлено, что точность результирующей оценки концентрации газа определяется: а) флуктуациями полей сигнала и фона дневного (ночного) неба; б) спектральными, временными и пространственными вариациями обратного рассеяния и атмосферного пропускания; в) пространственной и временной изменчивостью температуры и давления; г) интерференцией близких линий поглощения сторонних газов; д) несовпадением диаграмм направленности излучения и приема и др. Тем не менее в канонических представлениях, например [31], ограничиваются обычно пп. «а» и «б», т.е. относительная ошибка восстановления концентрации озона $\delta N_{O_3}/N_{O_3}$ в пределах произвольного пространственного строба Δh_j (для простоты $j = 1, 2$), в случае использования двух длин волн ($i = 1, 2$), определится как

$$\varepsilon = \frac{\delta N_{O_3}}{N_{O_3}} = \frac{1}{2N_{O_3}\Delta K\Delta h} \times \left\{ \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \left[\frac{\rho_\lambda (P_{ij} + P_b + P_d)}{n_{ik} P_{ik}^2} + \frac{\delta\beta_{ij}}{\beta_{ij}} \right] + \delta\tau_{ext} \right\}, \quad (7)$$

где упрощены обозначения:

$$P_{ij} = P(\lambda_i, h_j); \quad \beta_{ij} = \beta_\pi(\lambda_i, h_j).$$

Кроме того, $\Delta h = h_2 - h_1$; P_b, P_d – соответственно мощности пассивного фонового излучения и инструментального шума; n_{ik} – выборка числа лазерных импульсов; $\rho_\lambda = h_n c^2 / 2\lambda\eta\Delta h$; h_n – постоянная Планка; c – скорость света; η – квантовая эффективность фотодетектора;

$$\tau_{ext} = \int_{h_1}^{h_2} \sigma_{ext}(h) dh'$$

– оптическая толщина дифференциального ослабления, исключая O_3 .

Современные требования к работе лидарных комплексов включают необходимость рутинного функционирования в сложных условиях оптической погоды [38]. Состояние атмосферы характеризуется присутствием около 80% облачности, в том числе визуально не контролируемой [11]. В этих

условиях, как отмечается в недавних работах [1, 10, 11] и ряде докладов, представленных в [6], в число реально значимых факторов, входящих в (7), необходимо добавлять активные помехи, вызванные фоном многократного рассеяния. Соотношение (7) соответственно приобретает вид

$$\varepsilon^* = \varepsilon + \delta\tau_{ms}, \quad (8)$$

где ε^* – скорректированная оценка; τ_{ms} – оптическая толщина многократного рассеяния. Величина τ_{ms} является нелинейной функцией полной оптической толщины [32]:

$$\tau = \tau_{ext} + \int_0^h K(h') dh'$$

и оптико-геометрических параметров зондирования, включая угловые апертуры приемопередатчика, расстояние до рассеивающей среды и пр. Для оценки τ_{ms} необходимо решать полное нестационарное уравнение переноса; известны попытки расчета τ_{ms} в двухпоточковом приближении [32].

2.2. Принципы и модельные условия численного эксперимента

Основные принципы математического моделирования в плане исследования влияния помехи многократного рассеяния на точность восстановления $N_{O_3}(h)$ в различных оптико-геометрических условиях зондирования состоят в следующем. В базовое уравнение (4) вместо сигналов однократного рассеяния $P(\lambda, h)$ подставляются значения полных сигналов

$$I(\lambda, h) = I_0(\lambda, h) + \Delta I_{ms}(\lambda, h),$$

нормированных условием $I_0(\lambda, h) = P(\lambda, h)$; ΔI_{ms} – добавка многократного рассеяния; I_0 – интенсивность однократно рассеянного сигнала. Точная оценка функционалов $I(\lambda, h)$ для условий, адекватных реальному численному эксперименту, достигается использованием техники метода Монте-Карло. Основные особенности алгоритма метода для решения нестационарного уравнения переноса с включением эффектов неупругого (рамановского) рассеяния обсуждались нами ранее [33]. Отметим некоторые моменты, связанные с выбором оптических и технологических условий зондирования, специфичных для МДП-лидаров. Мы ограничиваемся УФ-диапазоном зондирования $N_{O_3}(h)$, поскольку в ИК-полосах поглощения O_3 влияние облачного аэрозоля менее существенно.

Выбор оптимальных тандемов длин волн в УФ-участке спектра ограничен; он диктуется технологическими возможностями существующих источников излучения. В основном это эксимерные лазеры и лазер Nd : YAG. Используемые различными лидарными группами длины волн приведены в таблице, более подробный сравнительный анализ выполнен в [17, 34, 35].

Длины волн, используемые в МДП-лидарах

Лазер	Длина волны, нм	Метод генерации	Ссылки
XeCl-эксимер	308	Основная частота	[3, 11, 12, 17, 24]
	353	ВКР* на H ₂ (S ₁)	
KrF-эксимер	248	Основная	[24, 38]
	268	ВКР на D ₂ (S ₁)	
	277	ВКР на H ₂ (S ₁)	
	292	ВКР на D ₂ (S ₂)	
	313	ВКР на H ₂ (S ₂)	
Nd : YAG	266–341	ВКР на (H ₂ +D ₂)	
	355	Основная x 3	[11, 12, 17, 22, 30]
	266	Основная x 4	
	289	ВКР на D ₂ (S ₁)	
	299	ВКР на H ₂ (S ₁)	
Краситель	316	ВКР на D ₂ (S ₂)	
	305–315	Родамина 590–610	[18, 20, 37]
Ti: Sapphire	283–293		
	290–300	Основная x 3	[36]

* ВКР на H₂(S₁) – вынужденное комбинационное рассеяние на водороде (дейтерии), первая стоксова компонента рассеяния.

Как правило [25, 34, 37, 38], для одновременного зондирования тропосферного и стратосферного аэрозоля используются комплексные лидарные системы, содержащие два оптических канала: ближний ($\lambda < 300$ нм) УФ – для тропосферы и дальний ($\lambda > 300$ нм) – для стратосферы.

Решение уравнения переноса относительно временной развертки сигнала локационного рассеяния $I(\lambda_i, h)$ для набора длин волн $\lambda_i, i = 1, 2, \dots$, осуществляется в рамках плоскостратифицированной модели атмосферы, т.е. оптические характеристики атмосферы являются кусочно-постоянными функциями высоты h . Атмосфера разделена на n_h слоев с неравномерным шагом (более частый шаг в пределах облачных слоев и аэрозольных инверсий). Таблично в каждом слое Δh_j заданы модельные значения концентрации озона $N_{O_3}(h)$ по данным [39] для лета средних широт, коэффициентов аэрозольного [2] и молекулярного [29] рассеяния, аэрозольной индикатрисы рассеяния [40]. Сечения поглощения O₃ в УФ-диапазоне волн при температуре 229 К взяты из работы [22]. Оптические параметры перистой облачности приведены в [41] для модели хаотически ориентированных гексагональных столбиков средних размеров.

Расчеты характеристик $I(\lambda_i, h_j)$ выполнены для начальных и граничных условий, присутствующих в реальных экспериментах [12, 30, 34, 37]; в частности, угол расходимости лазерного источника полагался равным $\varphi_s = 0,1$ мрад, а полный угол поля зрения приемного телескопа являлся переменным в пределах $\varphi_d = 0,2 \div 1$ мрад.

3. Модельные оценки $N_{O_3}(h)$ в условиях фона многократного рассеяния и дефицита априорной информации

Оценка вертикального профиля озона $N_{O_3}(h)$ по сигналу однократного рассеяния на двух длинах волн λ_1, λ_2 , выбранных из условия заметного поглощения O₃, непосредственно следует из МДП (4)

$$N_{O_3}(h) = \frac{1}{2\Delta K} \left[\frac{d}{dh} \ln R_\lambda(h) + A + B \right], \quad (9)$$

где

$$R_\lambda(h) = P(\lambda_1, h) / P(\lambda_2, h). \quad (10)$$

Как отмечалось выше, в условиях реальной замутненной или облачной атмосферы эффекты вторичного упругого рассеяния на рабочих длинах волн приведут к тому, что на детектор будет приходиться систематическая положительная добавка $\Delta I(\lambda_i, h)$, искажающая истинную величину (10). Как результат, уравнение (9) примет вид для профиля $N_{O_3}(h)$, смещенного за счет помехи многократного рассеяния:

$$N_{O_3}(h) = \frac{1}{2K} \left\{ \frac{d}{dh} \ln [R_\lambda(\lambda_1, \lambda_2, h) \chi(\lambda_1, \lambda_2, h)] + A + B \right\}, \quad (11)$$

где

$$\chi(\lambda_1, \lambda_2, h) = \frac{I(\lambda_1, h) / I(\lambda_2, h)}{I_0(\lambda_1, h) / I_0(\lambda_2, h)}. \quad (12)$$

Для проверки изложенной методики мы повторили известные [21] расчетные оценки точности восстановления $N_{O_3}(h)$ в условиях экстремальной неоднородности $\beta_a(h)$ и $\sigma_a(h)$ в пограничном слое атмосферы. Результаты расчетов для двух возможных вариантов упругого рассеяния показаны на рис. 1.

Они оказываются в хорошем соответствии с оценками [21], подтверждая сильное влияние градиента $\beta_\pi(h)$ на результаты зондирования. Как отмечалось выше, использование рамановских каналов зондирования [11, 12, 30] позволяет исключить этот источник ошибок, поскольку в этом случае в формулах (4), (11) величина $A = 0$. Соответственно

$$\Delta K = [K(\lambda_1) - K(\lambda_2)] / 2,$$

где λ_i – длины волн сигналов обратного рамановского рассеяния. На рис. 2 показаны результаты численного эксперимента по зондированию $N_{O_3}(h)$ в нижней тропосфере в предположении рамановского МДП-лидара, с параметрами, реализованными в работе [30], т.е. используются $\lambda_1 = 277,5$ и $\lambda_2 = 283,6$ нм, соответствующие колебательно-вращательным

щательным переходам на O_2 и N_2 при возбуждении 4-й гармоники Nd : YAG-лазера.

Характерно, что сильная аэрозольная инверсия (рис. 2, *a* модели $\sigma_a(h)$) не сказывается на точности восстановления $N_{O_3}(h)$. Однако при значительных апертурах $\varphi_d \approx 1$ мрад возможно заметное влияние

многократного рассеяния, приводящее к смещению восстанавливаемой характеристики.

Результаты восстановления высотного профиля концентрации озона в пределах оптически активной атмосферы ($h = 0 \div 30$ км) с учетом помехи многократного рассеяния приведены на рис. 3, 4.

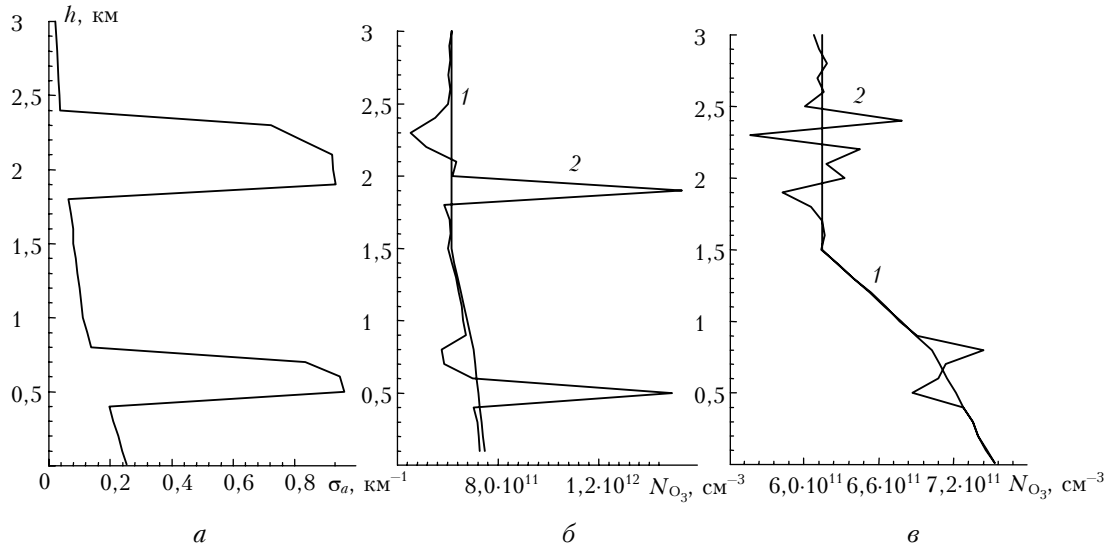


Рис. 1. Восстановление профиля концентрации озона при наличии инверсионных слоев по данным зондирования МДП-лидаром упругого рассеяния: *a* – профиль коэффициента аэрозольного ослабления; *б* – данные для лидара на $\lambda_1 = 292$, $\lambda_2 = 319$ нм; *в* – результаты для лидара на $\lambda_1 = 308$, $\lambda_2 = 315$ нм. Расчет для угла приема $\varphi_e = 0,2$ мрад: 1 – модельный, 2 – восстановленный профили

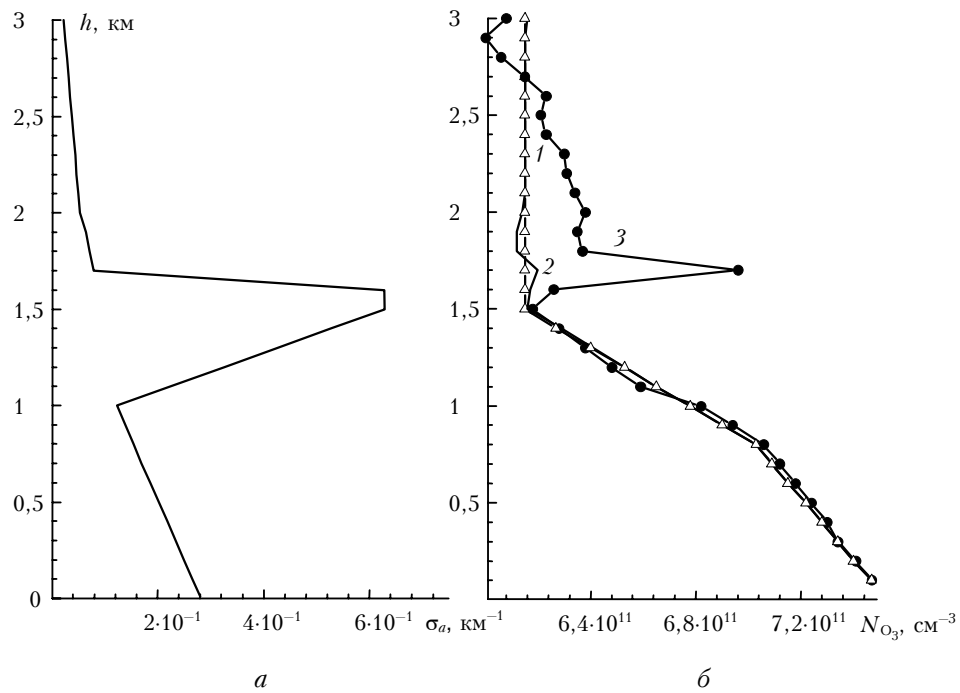


Рис. 2. Восстановление профиля $N_{O_3}(h)$ рамановским лидаром в присутствии инверсионного слоя: *a* – модельный профиль $\sigma_a(h)$; *б* – результаты для лидара на $\lambda_0 = 266$ (1), $\lambda_1 = 277,5$ (2), $\lambda_2 = 283,6$ нм (3). Расчет для углов $\varphi_e = 0,2$ и 1 мрад (2, 3)

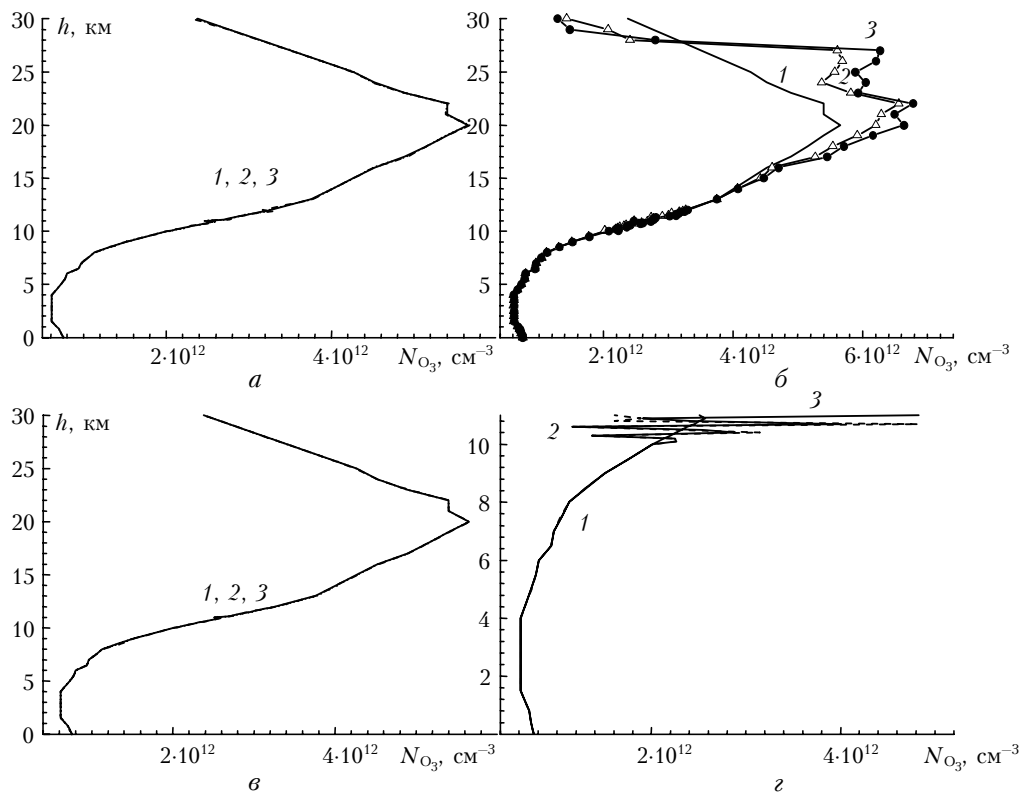


Рис. 3. Восстановление $N_{O_3}(h)$ МДП-лидарами рамановского и упругого рассеяния в интервале высот $h = 0 \div 30$ км в условиях чистой атмосферы: 1 – модельный профиль; 2, 3 – восстановленные по данным для углов $\varphi_d = 0, 2, 1$ мрад соответственно; а – для лидара упругого рассеяния на $\lambda_1 = 308, \lambda_2 = 315$ нм; б – для лидара на $\lambda_1 = 292, \lambda_2 = 319$ нм; в, г – для рамановского лидара на $\lambda_0 = 308, \lambda_1 = 307, \lambda_2 = 332$ нм и $\lambda_0 = 266,5, \lambda_1 = 277, \lambda_2 = 283,6$ нм

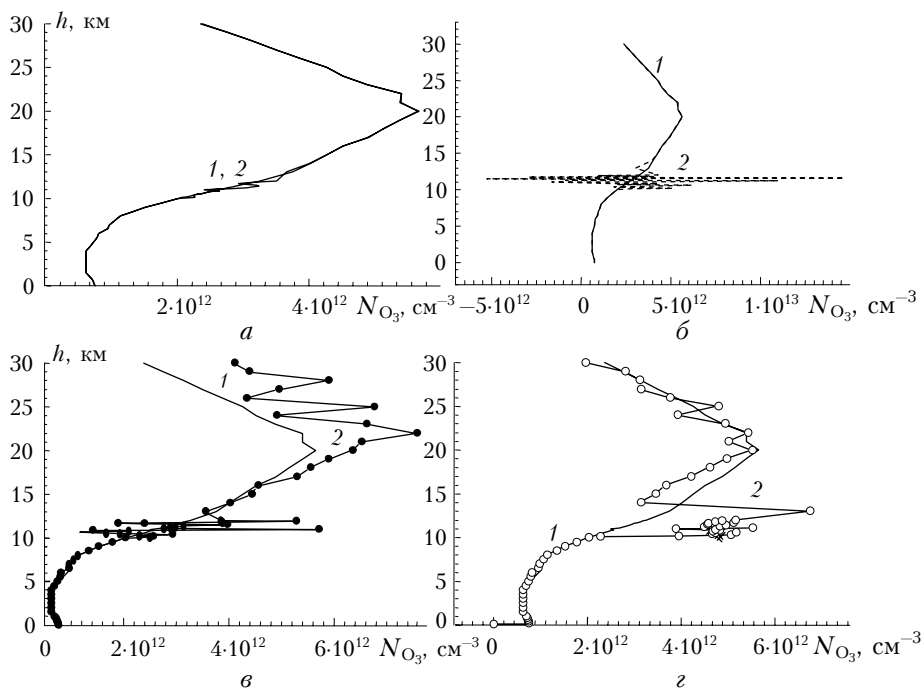


Рис. 4. Восстановление профиля концентрации озона при зондировании в условиях облачной атмосферы на высоте $h = 10 \div 12$ км, $\tau_{cl} = 0,1$: а – зондирование лидаром упругого рассеяния на $\lambda_1 = 308, \lambda_2 = 315$ нм; б – результаты для указанного в предыдущем случае лидара, но $\tau_{cl} = 0,2$; в – результаты для лидара с $\lambda_1 = 292, \lambda_2 = 319$ нм; г – зондирование ВКВР рамановским лидаром с $\lambda_0 = 308, \lambda_1 = 307, \lambda_2 = 332$ нм. Угол приема $\varphi_d = 0,2$ мрад. Кривые 1, 2 – модельный и восстановленный профили $N_{O_3}(h)$ соответственно

В условиях чистой атмосферы («фоновая» модель [1, 2]) при надлежащем выборе рабочих длин волн λ_i смещение оценки $N_{O_3}(h)$ минимально (рис. 3,а, в). Отметим, что на рис. 3,в оценки получены для виртуального прототипа вращательного колебательно-вращательного рамановского (ВКВР) лидара (терминология авторов [12]). Особенностью указанного лидара является то, что в качестве референтной длины волны (λ_{on}) используется $\lambda_1 = 307$ нм, соответствующая чисто вращательному спектру излучения ХеС1 в чистой атмосфере ($N_2 + O_2$). В качестве λ_{off} используются колебательно-вращательные спектры азота ($\lambda_2 = 332$ нм) или кислорода ($\lambda_2 = 323$ нм). Если λ_{on} выбрана в «темной» части УФ, то ввиду относительной малости сигнала $I(\lambda, h)$ незначительные добавки многократного рассеяния $\Delta I_{ms}(\lambda, h)$ приводят к заметному смещению оценки $N_{O_3}(h)$ в области озонового слоя (рис. 3,б). Этот вывод совпадает с практическими рекомендациями [24]. Если обе длины волны λ_{on} и λ_{off} расположены в «темной» части УФ (рис. 3,з), то возможен срыв решения на уровне тропопаузы только за счет $\Delta I_{ms}(\lambda, h)$, $h = 9\div 11$ км.

На рис. 4 приводятся результаты расчетов для наиболее актуальной ситуации зондирования чистой атмосферы в присутствии слаборазличимой перистой облачности на высотах $h = 10\div 12$ км. Для МДП-лидара упругого рассеяния ($\lambda_1 = 308$, $\lambda_2 = 315$ нм) влияние многократного рассеяния приводит к незначительным ошибкам $\Delta N_{O_3}(h)$ в пределах облачного слоя малой оптической плотности ($\tau_{cl} = 0,1$, рис. 4,а). Уже с незначительным увеличением оптической толщины до $\tau_{cl} \approx 0,2$ (рис. 4,б) исключается возможность восстановления концентрации O_3 в пределах облачного слоя. Однако выше облака отношения сигналов $I(\lambda_1, h)/I(\lambda_2, h)$ возвращаются к невозмущенным значениям и восстановление профиля концентрации озона (как следует из результатов рис. 4) возможно с высокой степенью точности. Для другой пары длин волн лидара упругого рассеяния с $\lambda_1 = 292$ и $\lambda_2 = 319$ нм (рис. 4,в) исключается возможность восстановления профиля концентрации озона не только внутри облачного слоя, но и выше его.

Последнее обстоятельство связано с различной долей многократного рассеяния в сигналах $I(\lambda_1, h)$ и $I(\lambda_2, h)$ за счет высокого уровня поглощения озона на длине волны λ_1 . Слабый сигнал на $\lambda_1 = 292$ нм не позволяет достичь существенной компенсации добавки многократно рассеянного излучения в соотношении $I(\lambda_1, h)/I(\lambda_2, h)$. По этой же причине получаются неудовлетворительные результаты, приведенные на рис. 3,б, которые свидетельствуют, кроме того, о некорректном сочетании длин волн.

Далее на рис. 4,г показаны результаты восстановления концентрации O_3 с использованием рамановского лидара с длинами волн: $\lambda_0 = 308$, $\lambda_1 = 307$, $\lambda_2 = 332$ нм. Интенсивность сигнала ло-

кационного рамановского рассеяния на 3–4 порядка ниже сигнала упругого рассеяния, к тому же за счет экранировки облаком он еще существенно снижается [33]. Это приводит к заметному влиянию процессов вторичного рассеяния при наличии на одной из длин волн более высокого уровня поглощения. Численный эксперимент в данном случае показал неудовлетворительный результат восстановления $N_{O_3}(h)$.

Характерно, что влияние многократного рассеяния в пределах аномальных аэрозольных слоев заметно меньше даже тогда, когда их оптические толщины сопоставимы с облачными. Такие оптические толщины возможны в сценарии выброса продуктов вулканического извержения в стратосферу. Это известный [1, 11] эффект, связанный с более высокой степенью асимметрии индикатрисы рассеяния облачных кристаллов по сравнению с аэрозольной.

На рис. 5,б показаны возможные вариации $\Delta N_{O_3}(h)$ в области стратосферы за счет многократного рассеяния сигналов упругого рассеяния на длинах волн $\lambda_1 = 308$ и $\lambda_2 = 353$ нм. Профили $\sigma_a(h)$ для стратосферы в поствулканические отрезки времени взяты из работы [19] и приведены на рис. 5,а.

Отметим, в частности, что значения $\Delta N_{O_3}(h)/N_{O_3}(h)$, приведенные в [19], находятся в хорошем качественном соответствии с нашими оценками, но их высокие значения представляются нам недостаточно обоснованными. Многочисленные результаты комплексных измерений $N_{O_3}(h)$, систематизированные, например, в [17, 18, 30], также не подтверждают таких пессимистических оценок.

С другой стороны, в той же работе [19] правомерно обращается внимание на то, что существенным источником погрешности измерения $N_{O_3}(h)$ может являться температурная зависимость поперечного сечения озона $K(\lambda) = K(\lambda, T)$ (T – температура), которая становится особенно значимой при орбитальном лазерном зондировании, когда охватывается значительный широтный и сезонный разброс ΔT . Действительно, по известным экспериментальным данным [42], при изменении $T = 205\div 295$ К вариации $\Delta K(\lambda, T)/K(\lambda, T)$ на $\lambda = 310$ нм составляют 50–60%, а на $\lambda = 320$ нм достигают 200%. Причем в холодных полосах Хаггинса зависимость $K(\lambda, T)$ может иметь экстремальный характер. В наших оценках, приведенных на рис. 5,в, мы задали постоянное смещение

$$\Delta K(\lambda, T) = \pm 0,4K(\lambda, T),$$

где $T_0 = 229$ К, в соответствии с [22], в конечном интервале высот $h = 15\div 24$ км. Комментарии очевидны. К сожалению, в большинстве реферируемых выше работ, связанных с систематическим контролем $N_{O_3}(h)$, возможное влияние температурных инверсий игнорируется, впрочем как и фона многократного рассеяния. Техника температурной коррекции поперечных сечений озона достаточно

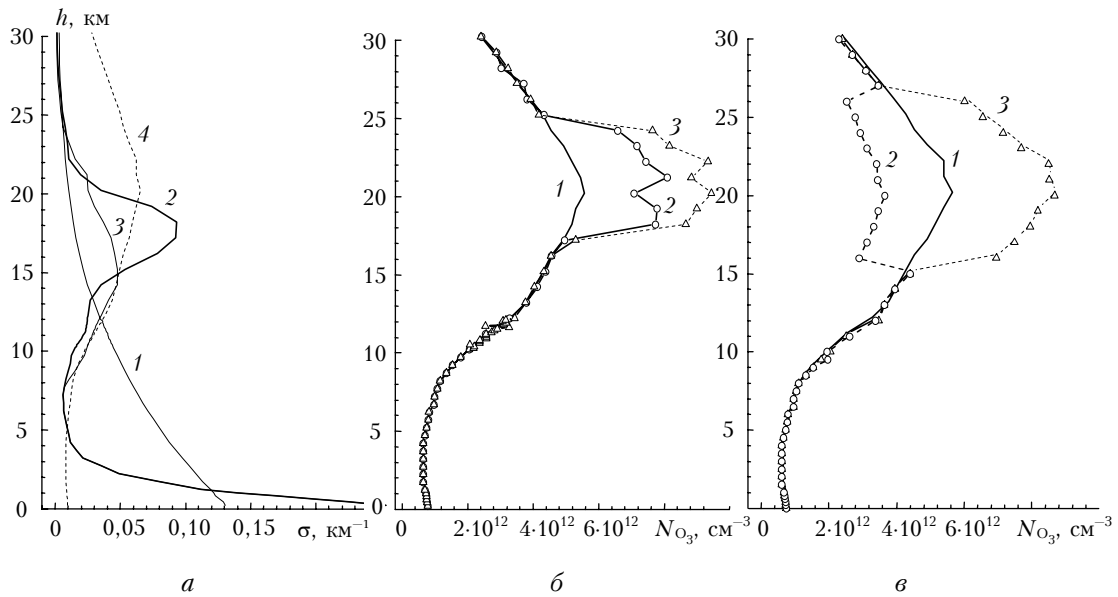


Рис. 5. Восстановление $N_{O_3}(h)$ при зондировании лидаром упругого рассеяния с $\lambda_1 = 308$, $\lambda_2 = 353$ нм при наличии в стратосфере в интервале высот аэрозольной или температурной инверсий: *a* – модельные профили коэффициентов: 1 – $\sigma_R(h)$ – молекулярного рассеяния; 2, 3 – аэрозольного ослабления $\sigma_a(h)$; 4 – коэффициента поглощения озона σ_{O_3} ; *б* – кривые: 1 – модельный профиль $N_{O_3}(h)$; 2, 3 – восстановленные для соответствующих профилей $\sigma_a(h)$; *в* – 1, 2, 3 – модельный и восстановленный профили концентрации озона при повышенном (2) и при пониженном (3) значениях температуры соответственно

развита [42, 43]. В частности, в [43] для наиболее популярной в рамках МДП длины волны ХеСл-лазера $\lambda_1 = 308$ нм предложено комплексное эмпирическое соотношение

$$K_{308}(T) = 1,15 + 288,2 \exp(-2143/T) \left[10^{-19} \text{ см}^{-2} \right].$$

Но это, очевидно, ставит проблему параллельного зондирования вертикального профиля температуры $T(h)$, которая тоже успешно решается на ряде лидарных станций [16, 17] с привлечением дополнительных каналов рамановского рассеяния.

Заклучение

Приведены результаты численных экспериментов, направленных на оценку эффективности известных методов дифференциального поглощения в условиях активных помех многократного рассеяния. Все известные методы МДП основаны на использовании сигналов однократного рассеяния. Сущность численного эксперимента состояла в подстановке в известные формулы обращения «реальных сигналов». Отмечается, что влияние многократного рассеяния при зондировании атмосферного озона в УФ-диапазоне волн при наличии слабой облачности или инверсий аэрозольного заполнения становится сопоставимым с другими источниками ошибок. Определенного снижения уровня помехи многократного рассеяния можно достичь оптимальным выбором длин волн зондирования. По нашим оценкам, это пара длин волн упругого рассеяния

$\lambda_1 = 308$ и $\lambda_2 = 315$ нм. Развиваемая в ряде последних работ [11, 12] техника неупругого (рамановского) МДП зондирования оказывается менее устойчивой к фону многократного рассеяния, особенно в области стратосферы. В то же время мы приходим к заключению, что использование дополнительного рамановского канала может быть полезно: во-первых, для разделения компонент аэрозольного и молекулярного рассеяния, во-вторых, для параллельной оценки вертикального профиля температуры. Неучет температурной зависимости сечения поглощения может привести к неконтролируемому смещению результатов и получению временных трендов в вертикальной стратификации стратосферного озона.

Приложение

Итерационный метод разделения оптических переменных

Остановимся на случае 2-частотного зондирования, $i = 1, 2$. Основное уравнение (1) перепишем в следующей дискретной форме:

$$S(\lambda_i, h_j) = \beta_\pi(\lambda_i, h_j) T^2(\lambda_i, h_{j-1}) T^2(\lambda_i, \Delta h_j), j = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (П1)$$

где

$$S(\lambda_i, h_j) = \frac{P(\lambda_i, h_j) h_j^2}{P_0(\lambda_i) \xi(h_j)}, \quad \Delta h_j = h_j - h_{j-1};$$

$$T^2(\lambda_i, h_j) = \exp \left\{ -2 \int_{h_0}^{h_j} \sigma(h') dh' \right\},$$

$$T^2(\lambda_i, \Delta h_j) = \exp \left\{ -\Delta h_j [\sigma(h_{j-1}) + \sigma(h_j)] \right\}.$$

Тождественным путем уравнение (П1) преобразуется к виду

$$S(\lambda_i, h_j) = S(\lambda_i, h_{j-1}) \frac{\beta_\pi(\lambda_i, h_j)}{\beta_\pi(\lambda_i, h_{j-1})} T^2(\lambda_i, \Delta h_j). \quad (\text{П2})$$

Подобная дискретная формулировка уравнения локации не содержит в явном виде функций пропускания $T^2(\lambda_i, h_{j-1})$ и позволяет работать с сигналами в произвольных (сопоставимых на одной длине волны) единицах. Далее естественным образом представляем

$$\beta_\pi(\lambda_i, h) = \beta_a(\lambda_i, h) + \beta_m(\lambda_i, h); \quad (\text{П3})$$

$$\sigma(\lambda_i, h) = \sigma_a(\lambda_i, h) + \sigma_m(\lambda_i, h), \quad (\text{П4})$$

где индексы « a » и « m » определяют соответственно аэрозольную и молекулярную составляющие. Наконец, вводим допущение, что

$$\beta_a(\lambda_i, h) = q_j \beta_a(\lambda_i, h_{j-1}). \quad (\text{П5})$$

Соотношение (П5) в неявном виде предполагает, что $q_j(\lambda_1) = q_j(\lambda_2)$, т.е. коэффициенты преломления материала аэрозольных частиц $m(\lambda_1) \cong m(\lambda_2)$ и относительные спектры частиц по размерам $f(\rho, \lambda_1) \cong f(\rho, \lambda_2)$, где $\rho = 2\pi r / \lambda$ (r – радиус частиц). Такой подход как средство сокращения количества неизвестных в (П2) не вполне корректен для обычной схемы многочастотного зондирования аэрозольной атмосферы [27, 28]. Однако для МДП, где, как правило, длины волн очень близки, допущение (П5) вполне оправданно и позволяет решить систему (П2) непосредственно. Действительно, с учетом (П3) – (П5) система (П2) преобразуется к виду

$$\begin{cases} q_j \beta_a(\lambda_1, h_{j-1}) + \beta_m(\lambda_1, h_j) = F_{1,j}, \\ q_j \beta_a(\lambda_2, h_{j-1}) + a(\lambda_1, \lambda_2) \beta_m(\lambda_1, h_j) = F_{2,j}, \end{cases} \quad (\text{П6})$$

где

$$\begin{aligned} a(\lambda_1, \lambda_2) &= (\lambda_1 / \lambda_2)^4; \\ F_{i,j} &= \frac{S(\lambda_i, h_j) \beta_\pi(\lambda_i, h_{j-1})}{S(\lambda_i, h_{j-1}) T^2(\lambda_i, \Delta h_j)} \end{aligned} \quad (\text{П7})$$

– измеряемые функционалы на длинах волн λ_i , $i = 1, 2$. Полагая, что оптические характеристики $\beta_\pi(\lambda_i, h_0)$ известны в начальной точке h_0 (алгоритм допускает обратную рекурсию в любом на-

правлении), для оставшихся неизвестных $\beta_m(\lambda_i, h_j)$ и q_j тривиально следует

$$q_j = \frac{a(\lambda_1, \lambda_2) F_{1,j} - F_{2,j}}{a(\lambda_1, \lambda_2) \beta_a(\lambda_1, h_{j-1}) - \beta_a(\lambda_2, h_{j-1})}; \quad (\text{П8})$$

$$\beta_m(\lambda_1, h_j) = F_{1,j} - q_j \beta_a(\lambda_1, h_{j-1}). \quad (\text{П9})$$

При малых интервалах стробирования Δh_j используется [27, 28] дополнительное предположение в (П7) $T(\Delta h_j) \cong 1$. Но в УФ-диапазоне волн, где величины $T(h)$ существенны, это может привести к накоплению ошибки. Предпочтительно сохранить $T(\Delta h_j)$ в (П7), оценивая их по любой подходящей модели, например [29]. Отметим, что точность метода и границы его применимости могут быть улучшены, если располагать дополнительной информацией о вертикальном профиле аэрозольной индикатрисы рассеяния $g_a(\lambda, h)$. Причем, как было показано ранее [28], требования к точности ее задания не слишком жесткие. В этом случае появляется возможность решения системы (П6) в полном виде:

$$\begin{cases} q_j \beta_a(\lambda_1, h_{j-1}) + \beta_m(\lambda_1, h_j) = \\ = F'_{1,j} \exp \left\{ \Delta h_j \left[\frac{\beta_m(\lambda_1, h_j)}{g_m} + \frac{q_j \beta_a(\lambda_1, h_{j-1})}{g_a(\lambda_1, h_j)} \right] \right\} \\ q_j \beta_a(\lambda_2, h_{j-1}) + a(\lambda_1, \lambda_2) \beta_m(\lambda_1, h_j) = \\ = F'_{2,j} \exp \left\{ \Delta h \left[\frac{a(\lambda_1, \lambda_2) \beta_m(\lambda_1, h_j)}{g_m} + \frac{q_j \beta_a(\lambda_2, h_{j-1})}{g_a(\lambda_2, h_j)} \right] \right\} \end{cases}, \quad (\text{П10})$$

где

$$F'_{i,j} = \frac{S(\lambda_i, h_j) \beta_\pi(\lambda_i, h_{j-1})}{S(\lambda_i, h_{j-1})} \exp \left\{ \Delta h \left[\frac{\beta_m(\lambda_i, h_{j-1})}{g_m} \right] \right\};$$

$g_m = 3/8\pi$ – индикатриса молекулярного рассеяния, $g_a = 0,03$, в области стратосферы [2].

Решение (П10) относительно q_j и $\beta_m(\lambda_i, h_j)$ можно построить с помощью итерационного алгоритма, развитого в [25, 28].

1. Креков Г.М., Крекова М.М. Об эффективности методов колебательно-вращательной рамановской спектроскопии при лазерном зондировании облачной атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2005. Т. 18. № 5. С. 471–481.
2. Креков Г.М., Звенигородский С.Г. Оптическая модель средней атмосферы. Новосибирск: Наука, 1990. 280 с.
3. Зуев В.В., Ельников А.В., Бурлаков В.Д. Лазерное зондирование средней атмосферы. Томск: РАСКО, 2002. 352 с.

4. *Natajan M.* Stratospheric photochemical data using Nimbus-7 data: Ozone photochemistry // *J. Geophys. Res. D.* 1986. V. 91. N 1. P. 1153–1166.
5. *Rush D.W., Ekman R.S.* Implication of the comparison of ozone abundances measured by SME to model calculations // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90. P. 12991–12998.
6. *22nd International Laser Radar Conf. (ILRC 2004):* Proc. Matera, Italy. 2004. 575 p.
7. *Leleveld J., Crutzen P.J.* Influence of cloud photochemical processes on tropospheric ozone // *Nature (Gr. Brit.)*. 1990. V. 343. P. 227–233.
8. *Jonson J.E., Isaksen I.S.* Tropospheric ozone chemistry: the impact of cloud chemistry // *J. Atmos. Chem.* 1993. V. 16. P. 99–122.
9. *Reichardt J., Ansmann A., Serwasi M., Weitkamp C., Michaelis W.* Unexpectedly low ozone concentration in midlatitude tropospheric ice clouds: a case study // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 23. P. 1929–1932.
10. *Pal S.R., Bissonette L.R.* Multiple-scattering effect on ozone retrieval from space-based differential absorption lidar measurements // *Appl. Opt.* 1996. V. 37. N 27. P. 6500–6511.
11. *Reichardt J.* Error analysis of Raman differential absorption lidar ozone measurements in ice clouds // *Appl. Opt.* 2000. V. 39. N 33. P. 6058–6071.
12. *Reichardt J., Bisson S.E., Reichardt S., Weitkamp C., Neidhart B.* Rotational vibrational-rotational Raman differential absorption lidar for atmospheric ozone measurements: methodology and experiment // *Appl. Opt.* 2000. V. 39. N 33. P. 6072–6079.
13. *Schotland R.M.* The detection of the vertical profile of atmospheric gases by means of a ground-based optical radar // *Proc. Third Symp. on Remote Sensing of the Environment.* Michigan: Ann. Arbor. USA, 1964. P. 215–224.
14. *Zuev V.E.* Laser Beam in the Atmosphere. Plenum. Publ. Corp. N. Y. 1981. 345 p.
15. *Gibson A.J., Thomas L.* Ultraviolet laser sounding of the troposphere and lower stratosphere // *Nature (Gr. Brit.)*. 1975. V. 256. N 5578. P. 561–563.
16. *Mattias V., Bosenberg J., Frendenthaler V., Amadeo A., Balis D., Chaikovskiy A.* Aerosol lidar intercomparison in the framework of the EARLINET project. 1. Instruments // *Appl. Opt.* 2004. V. 43. P. 961–976.
17. *Godin S., Carswell A.I., Donovan D.P., Claude H., Steibrecht W.* Ozone differential absorption lidar algorithm intercomparison // *Appl. Opt.* 1999. V. 38. N 30. P. 6225–6236.
18. *Fiorani L., Durieux E.* Comparison among error calculations in differential absorption lidar measurements // *Opt. and Laser Technol.* 2001. V. 33. P. 371–377.
19. *Uchino O., McCormic M.P., Swisler T.J., McMaster L.R.* Error analysis of DIAL measurements of ozone by Shuttle eximer lidar // *Appl. Opt.* 1986. V. 25. N 21. P. 3946–3951.
20. *Browell E.V., Ismail S., Shipley T.* UV DIAL measurements of O₃ profiles in regions of spatially inhomogeneous aerosols // *Appl. Opt.* 1985. V. 24. P. 2827–2836.
21. *Kovalev V.A., McElroy J.L.* Differential absorption lidar measurement of vertical ozone profiles in the troposphere that contains aerosol layers with strong backscattering gradients // *Appl. Opt.* 1994. V. 33. P. 8393–8401.
22. *Костко О.К., Портасов В.С., Хамматов В.У., Чаянова Э.А.* Применение лазеров для определения состава атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 216 с.
23. *Kedar D., Arnon S.* Second-generation laser firefly cluster: improved scheme for distributed sensing in the atmosphere // *Appl. Opt.* 2005. V. 44. N 6. P. 984–992.
24. *Букреев В.С., Варпанетов С.К., Веселовский И.А.* Лидарная система для зондирования стратосферного и тропосферного озона на основе эксимерных лазеров // *Квант. электрон.* 1994. Т. 21. № 6. С. 591–596.
25. *Зуев В.Е., Креков Г.М., Наац И.Э., Скоринов В.Н.* Разделение молекулярной и аэрозольной компонент рассеяния при лазерном зондировании атмосферы // *Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана.* 1975. Т. 12. № 12. С. 1326–1329.
26. *Зуев В.Е., Креков Г.М., Крекова М.М., Наац И.Э.* Теоретические аспекты проблемы лазерного зондирования атмосферы // *Вопросы лазерного зондирования атмосферы.* Новосибирск: Наука, 1976. С. 3–33.
27. *Cohen A., Derr V.E.* Laser radar measurements of atmospheric backscattering turbidity // *Conf. Atmosph. Radiation.* Fort Collins. August 1972. Amer. Meteorol. Soc. Boston. 1972. P. 301–306.
28. *Креков Г.М.* Методологические вопросы лазерного зондирования молекулярной и аэрозольной атмосферы // *Дистанционные методы исследования атмосферы.* Новосибирск: Наука, 1980. С. 3–40.
29. *Elterman L.* UV Visible and IR Attenuation For Altitude To 50 km. 1968. AFCRL-68-0153 // *Environ. Res. Papers.* 1968. N 285. 50 p.
30. *Lazzarotto B., Frioud M., Larcheveque G.* Ozone and water-vapor measurements by Raman lidar in the planetary layers: error sources and field measurements // *Appl. Opt.* 2001. V. 40. N 18. P. 2985–2997.
31. *Межерис П.* Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.
32. *Ben-David A.* Multiple-scattering transmission and an effective average photons path length of a plane-parallel beam in a homogeneous medium // *Appl. Opt.* 1995. V. 34. P. 2802–2810.
33. *Krekov G.M., Krekova M.M.* Statistical modeling of transspectral processes in laser sensing of the environment. 1. Raman scattering // *Atmosph. Ocean Opt.* 2004. V. 17. N 10. P. 745–752.
34. *Papayannis A., Ancellet G., Pelon J., Megie G.* Multiwavelength lidar for ozone measurements in the troposphere and the lower stratosphere // *Appl. Opt.* 1990. V. 29. N 4. P. 467–476.
35. *Simeonov V., Calpini B., Van der Bergh H.* New Raman-shifted sources for ozone DIAL applications // *21 Lidar Remote Sensing in Atmosph. and Earth: Proc. Quebec, Canada.* 2002. P. 19–22.
36. *Ussushkin R.V., Hahn J.F., Carswell A., Ulitsky A.* An airborne DIAL for combined ozone, water-vapor and aerosol measurements in troposphere // *21 Lidar Remote Sensing in Atmosph. and Earth: Proc. Quebec, Canada.* 2002. P. 185–188.
37. *Proffit M.H., Langford A.O.* Ground-based differential absorption lidar system for day or night measurements of ozone through troposphere // *Appl. Opt.* 1997. V. 36. N 12. P. 2568–2585.
38. *Sunesson J.A., Apituley A., Swart D.P.* Differential absorption lidar system for routine monitoring of tropospheric ozone // *Appl. Opt.* 1994. V. 33. N 30. P. 7045–7058.
39. *Fomin B.A., Gershanov Yu.V.* Tables of the Benchmark Calculations of Atmospheric Fluxes for the ICRCCM Test Cases. *Rus. Res. Centre «Kurchatov Institute»:* IAE-5981/1. М., 1996. 52 p.

40. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптические модели атмосферного аэрозоля Томск: Изд-во ТФ СО РАН СССР, 1986. 295 с.
41. Креков Г.М., Крекова М.М., Ромашов Д.Н. Поляризация структура фона многократного рассеяния сигнала, отраженного облачными ледяными кристаллами // Изв. вузов. Физ. 2001. Т. 44. № 11. С. 56–66.
42. Malicet J., Doumont D., Charbonnier J., Parisse C., Chakir A., Brion J., Ozone UV spectroscopy. Part II. Absorbtion cross section and temperature dependence // J. Atmos. Chem. 1995. V. 21. P. 263–273.
43. Brion J., Chakir A., Daumont D., Malicet J., Parisse C. High-resolution laboratory absorbtion cross section of O₃. Temperature effect // Chem. Phys. Lett. 1993. V. 213. P. 610–612.

G.M.Krekov, M.M.Krekova. On efficiency of lidar differential absorption methods under conditions of cloudy atmosphere.

Reduction of systematic errors in lidar measurements, caused by differential attenuation and backscattering of aerosol and cloud particles, is a key problem in determination of atmospheric ozone concentration. In the framework of statistical testing method, a comparative analysis of efficiency of different algorithms of the differential absorption method (DAM) for cases of elastic and inelastic scattering has been conducted. The algorithms include a classical DAM technique, when the ozone concentration profile is calculated by the ratio of two signals measured at on- and off-wavelength near the absorption band. Peculiarities of the classical Raman method and new rotational rotational-vibrational method are under consideration. It is shown that the wavelength-dependent multiple scattering and the differential absorption by cloud particles are the principal sources of systematic errors in the ozone measurements, which have to be corrected.