

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ ДЛЯ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Г.Г. Матвиенко

PHYSICAL PRINCIPLES OF APPLICATION OF LASER ATMOSPHERIC SOUNDING FOR GEOPHYSICAL INVESTIGATIONS

G.G. Matvienko

Развитие лазерных методов дистанционного изучения атмосферных слоев привело к созданию лазерных локаторов, или лидаров [1]. Лидары реализуют технологии использования различных явлений взаимодействия световых импульсов с атмосферной средой для определения ряда параметров, интересных, в том числе, для геофизических исследований. Наибольшее значение имеет получение таких профильных характеристик атмосферы, как высотные зависимости температуры, скорости и направления ветра, концентрации озона, влаги и других примесей, включая атомы металлов. Поэтому в данной работе основное внимание уделено физическим принципам и возможностям (уже апробированным и потенциальным) лидарных методов по детектированию указанных выше параметров. Наиболее перспективные из них – методы, использующие явления молекулярного, резонансного и комбинационного рассеяния, дифференциального поглощения и эффекта Доплера. Доплеровские методы (когерентные и некогерентные) эффективны для лидарных измерений профиля ветра в нижней и средней атмосфере. Лидары резонансного рассеяния или резонансной флуоресценции предназначены для оценки содержания атомов металлов и определения физических характеристик атмосферы в области серебристых облаков и мезопаузы (80–100 км). Методы на основе молекулярного и комбинационного рассеяния применяются для измерения профилей плотности и температуры атмосферы до высоты 100 км. Методы дифференциального поглощения ориентированы на определение профилей озона в тропосфере и стратосфере.

Ниже рассмотрим отмеченные лидарные технологии более подробно.

Уравнение лазерного зондирования атмосферы

Технологии лазерного зондирования атмосферы предполагают использование монохроматических лазерных импульсов, направляемых в исследуемую область атмосферы, детектирование рассеянных в обратном направлении и пришедших в приемный телескоп сигналов и их обработку, ориентированную на решение конкретной задачи. Геометрическая структура построения лидара показана на рис. 1. Математической основой описания детектируемой лидаром мощности сигналов является уравнение лазерного зондирования. Запишем его для условия отсутствия явлений многократного рассеяния и нелинейных эффектов взаимодействия лазерного излучения с атмосферной средой, что практически всегда реализуется при зондировании средней и верхней атмосферы с земной поверхности:

$$P(R, \lambda) = P_0 \frac{c\tau}{2} \frac{AG(R)}{R^2} \beta(R, \lambda) \exp \left[-2 \int_0^R \alpha(r, \lambda) dr \right]. \quad (1)$$

В(1) $P(R, \lambda)$ – мощность эхо-сигнала на длине волны λ , пришедшего с дальности R ; c – скорость света; τ – длительность лазерного импульса; P_0 – пиковая мощность лазерного импульса; A – площадь приемного телескопа; $G(R)$ – геометрический фактор лидара, описывающий вхождение лазерного пучка в конус визирования приемного телескопа и изменяющийся от 0 до 1.

Свойства атмосферы рассеивать лазерное излучение в направлении приемной оптики (угол рассеивания $\theta=180^\circ$) описывается коэффициентом обратного рассеяния $\beta(R, \lambda)$. Поясним физический смысл коэффициента обратного рассеяния. Пусть N_j – счетная концентрация рассеивающих частиц сорта j в освещенном лазером рассеивающем объеме, а $d\sigma_{j,p}(180, \lambda) / d\Omega$ – дифференциальное сечение рассеивания в обратном направлении на длине волны λ

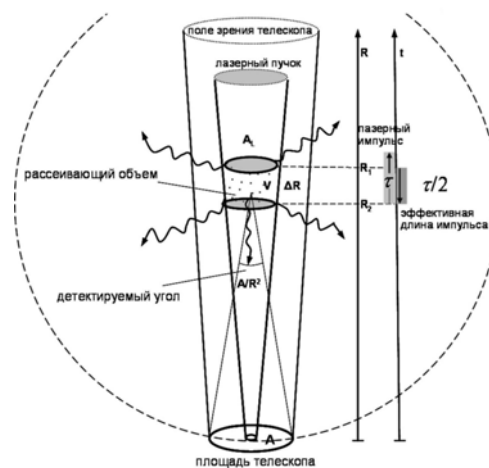


Рис. 1. Обобщенная геометрическая схема лидара.

одной частицы сорта j . Тогда в силу независимости положений и движений рассеивающих частиц коэффициент обратного рассеяния определится в виде суммы по всем видам рассеивателей

$$\beta(R, \lambda) = \sum_j N_j(R) \frac{d\sigma_{j,p}(180, \lambda)}{d\Omega}. \quad (2)$$

Так как размерность концентрации m^{-3} , а дифференциального сечения обратного рассеивания m^2sr^{-1} , то размерность коэффициента обратного рассеяния $m^{-1}sr^{-1}$. В атмосфере лазерное излучение рассеивается на молекулах воздуха и взвешенных частицах (или аэрозолях). Соответственно, коэффициент $\beta(R, \lambda)$ представляется суммой

$$\beta(R, \lambda) = \beta_m(R, \lambda) + \beta_a(R, \lambda),$$

где β_m – молекулярный коэффициент обратного рассеяния, который определяется молекулами азота и кислорода и зависит от плотности воздуха; β_a – аэрозольный коэффициент обратного рассеяния, свя-

занный с очень изменчивым в пространстве и времени поведением взвешенных частиц твердого, жидкого и смешанного состава и различных форм (капли, сферы, кристаллы и т. д.). Теория молекулярного рассеяния хорошо проработана и базируется на работах Рэлея [2]. Теория рассеяния на аэрозолях создана только для частиц сферической формы (теория Ми [3]) и некоторых других симметричных форм (сфероиды, иголки, цилиндры и др.).

Последний член в уравнении (1) описывает ослабление лазерного излучения на пути до рассеивающего объема и обратном пути для рассеянного излучения и математически является следствием закона ослабления Бугера [4].

$$T(R, \lambda) = \exp \left[- \int_0^R \alpha(x, \lambda) dx \right]$$

называется пропусканием, или прозрачностью слоя атмосферы на трассе от $R = 0$ до $R = R$.

Коэффициент ослабления $\alpha(R, \lambda)$ может быть представлен через сечения ослабления отдельных типов рассеивателей $\sigma_{j, \text{осл}}$:

$$\alpha(R, \lambda) = \sum_j N_j(R) \sigma_{j, \text{осл}}(\lambda).$$

Его размерность $-\text{м}^{-1}$. Ослабление обусловлено процессами рассеяния и поглощения на аэрозолях и атмосферных молекулах, поэтому $\alpha(R, \lambda) = \alpha_{\text{мр}}(R, \lambda) + \alpha_{\text{м,п}}(R, \lambda) + \alpha_{\text{а,р}}(R, \lambda) + \alpha_{\text{а,п}}$, (м – молекулы, а – аэрозоли, п – поглощение, р – рассеяние). Как β , так α являются функциями длины волны, так как зависят от размеров, коэффициента преломления и формы рассеивающих частиц. Рассеяние лазерного излучения во всех направлениях является одним из механизмов его ослабления при распространении в атмосфере, поэтому β и α не являются независимыми величинами, а связаны через соответствующие индикатрисы рассеяния [1]. Наличие этой связи (заранее не известной) осложняет обращение лидарного уравнения (1) на свойства атмосферы [1].

Приведенное уравнение (1) записано для случая, когда в результате взаимодействия лазерного излучения с исследуемой областью атмосферы спектральный состав детектируемого рассеянного потока не изменяется или его изменение не учитывается. Это характерно для явления упругого рассеяния на молекулах и аэрозолях. В то же время такие явления, как комбинационное и резонансное рассеяние, резонансная флуоресценция, поглощение, эффект Доплера, находят широкое применение в лазерном зондировании. Для них уравнение (1) допускает физически обоснованную модификацию.

Рассмотрим использование молекулярного рассеяния при лазерном зондировании атмосферы.

Молекулярное рассеяние в лазерном зондировании атмосферы

Вертикальное строение атмосферы обнаруживает ряд областей, свободных от аэрозолей; прежде всего, это области вне тропосферы. В этих областях сигнал обратного упругого рассеяния обуславливается только молекулярным рассеянием. Сечения обратного рассеяния азота и кислорода практически

одинаковы, поэтому коэффициент обратного молекулярного рассеяния на длинах волн вне полос поглощения, согласно (2), пропорционален плотности (концентрации) атмосферных молекул N . При этом обращение уравнения (1) приводит к следующему выражению:

$$N(R) = \frac{CP(R)R^2}{T^2(R)}, \quad (3)$$

где C – константа, включающая лидарные параметры и оптические константы атмосферы. Ее определение не представляется тривиальной задачей, поэтому для определения $N(R)$ используют высоты, где $N_k = N(R_k)$ известно либо из радиозондовых данных, либо из моделей

$$N(R) = \frac{N_k P(R) R^2}{T^2(R_k, R) P(R_k) R_k^2}.$$

Одно из применений лидаров упругого молекулярного (рэлеевского) рассеяния связано с определением профиля температуры в тех участках атмосферы, где нет аэрозолей, а это область от 30 до 80 км по высоте. Определение температуры $Q(R)$ строится на основе уравнения состояния идеального газа

$$p(R) = kN(R)Q(R),$$

барометрической формулы

$$dp(R) = -\rho(R) g(R) dR, \quad \rho(R) = N(R)M$$

и лидарного определения $N(R)$. Здесь $p(R)$ – давление, k – постоянная Больцмана, $g(R)$ – ускорение свободного падения, M – средняя молекулярная масса атмосферных составляющих. M является константой, по крайней мере, до высоты мезопаузы. Объединяя выше приведенные уравнения, получим выражения для профиля температуры $Q(R)$:

$$Q(R) = \frac{N(R_k)}{N(R)} Q(R_k) + \frac{M}{k N(R)} \int_{R_k}^R g(r) N(r) dr.$$

Если лидарные сигналы детектировать в виде эквидистантных по высоте выборок через интервал ΔR , учесть экспоненциальную зависимость N от высоты и выполнить ряд упрощений, получим итоговое выражение для профиля температуры:

$$Q(R_{i+1}) = \frac{N(R_i)}{N(R_{i+1})} Q(R_i) + \frac{Mg}{k} \left(\frac{R_i + R_{i+1}}{2} \right) \Delta R \left[\frac{\frac{N(R_i)}{N(R_{i+1})} - 1}{\ln \frac{N(R_i)}{N(R_{i+1})}} \right]. \quad (4)$$

Анализ погрешностей определения $Q(R)$ по молекулярному рассеянию проведен в [5]. Для иллюстрации на рис. 2 приведены профили температуры, полученные в зимнее время в Якутске и показывающие глубину стратосферного потепления. Диапазон у измеренного профиля указывает среднеквадратичную погрешность. Молекулярное рассеяние может выступать опорной величиной для оценки относительного количества аэрозольного вещества в атмосфере. Для этой цели в лазерном зондировании введен параметр – отношение рассеяния.

С $b(R) = \frac{C P(R) R^2}{T^2(R) \beta_m(R)}$, учетом константы, введенной в (3), отношение рассеяния определяется через лидарные сигналы следующим образом:

$$b(R) = \frac{\beta(R)}{\beta_m(R)} = \frac{\beta_a(R) + \beta_m(R)}{\beta_m(R)},$$

где $\beta_m(R)$ берется из моделей для соответствующего периода года [7].

Применение комбинационного рассеяния для лазерного зондирования атмосферы

При рассеянии атмосферой лазерного излучения в сигналах всегда появляются спектральные компоненты комбинационных частот, смещенные от лазерной частоты на интервалы, соответствующие частотам колебательных и вращательных переходов рассеивающих молекул. Поскольку последние обладают индивидуальностью, спектр комбинационного рассеяния состоит из совокупности спутников, принадлежащих отдельным газам атмосферы. На рис. 3 приведен спектр коэффициентов обратного рэлеевского комбинационного рассеяния основных атмосферных молекул, включая воду.

Видна система линий чисто вращательного комбинационного рассеяния вблизи рэлеевской линии и система колебательно-вращательных полос N_2 , O_2 и H_2O . Из рисунка видно, что коэффициенты колебательно-вращательного комбинационного рассеяния почти на 3 порядка меньше таковых для рэлеевского рассеяния, коэффициенты чисто вращательных спутников тоже меньше, но в 30–40 раз.

Уравнение (1) для комбинационного рассеяния приобретает вид:

$$P(R, \lambda_k) = P_o \frac{CT}{2} \frac{AG(R)}{R^2} \times N_k(R) \left(\frac{d\sigma_j}{d\Omega} \right)_k T(R, \lambda) T(R, \lambda_k), \quad (5)$$

где λ_k – длина волны комбинационного перехода выбранной газовой примеси концентрации $N_k(R)$,

$\left(\frac{d\sigma_j}{d\Omega} \right)_k$ – дифференциальное сечение обратного

комбинационного рассеяния на переходе j данной примеси. Знание значений сечений комбинационного рассеяния обеспечивает определение концентраций газов, причем при использовании излучения одной лазерной длины волны. Для геофизических целей комбинационное рассеяние привлекательно, прежде всего, с точки зрения дистанционного детектирования профиля температуры. Разработано два подхода. Первый основан на сигналах колебательно-вращательного комбинационного рассеяния на азоте или кислороде, которые хорошо перемешаны, и их соотношение не меняется до высоты порядка 100 км. Концентрация азота, определяемая при обращении уравнения (5), в данном случае будет являться мерой плотности воздуха. А следовательно, применение высоты калибровки приобщает его к методу определения профиля температуры по рэлеевскому

рассеянию (раздел 2). Алгоритм определения температуры (4) также сохраняется. Данный подход позволяет начинать измерения температуры с высоты тропопаузы.

Другой подход, обеспечивающий оценку температуры без калибровочных высот, связан с использованием чисто вращательного комбинационного рассеяния на азоте. Распределение по спектру интенсивности вращательного комбинационного рассеяния зависит от температуры [2]. Пример таких распределений показан на рис. 4; с ростом Q распределение становится более широким. Однако значение интенсивности для вращательного квантового числа $j=10$ (N_2) не зависит от Q . При этом с ростом Q интенсивность для $j>10$ растет, а для $j<10$ падает.

Выделение двух участков спектров, как показано на рис. 5, и получение отношения сигналов, детектируемых в этих участках, дает метод абсолютных измерений профиля температуры в атмосфере:

$$\frac{P[R, \lambda_k(j_{low})]}{P[R, \lambda_k(j_{high})]} \approx \exp \left[\frac{A_k}{Q(R)} + B_k \right].$$

Константы A_k и B_k зависят от спектроскопических характеристик молекул и не зависят от аппаратных особенностей лидара. Данный подход при объединении с методом рэлеевского рассеяния снимает проблемы калибровочного слоя атмосферы и обеспечивает возможность лидарного мониторинга температурных полей до высот 80–100 км.

Методы дифференциального поглощения

Создание перестраиваемых по длине волны лазеров и элементов преобразования частоты лазерной генерации обеспечило появление методов дифференциального поглощения и рассеяния для лазерного зондирования профилей газовых примесей. Данный метод основан на использовании явления резонансного поглощения лазерного излучения исследуемым газом. При этом предусматривается зондирование атмосферы на двух или более длинах волн, одна из которых находится в полосе поглощения λ_{on} , а другая – вне полосы или в области слабого поглощения λ_{off} . Выбор λ_{off} ограничен условиями одинаковости рассеивающих и ослабляющих (на других атмосферных составляющих) свойств атмосферы на λ_{on} и λ_{off} . В противном случае необходимо проведение соответствующей коррекции на атмосферные свойства для λ_{off} . С точки зрения уравнения локации (1), методической основой данных методов становится экспоненциальный член, связанный с атмосферным ослаблением в зондируемом слое атмосферы благодаря исследуемой примеси:

$$T^2(R) = \exp \left[-2 \int_0^R a(r) dr \right].$$

Разница коэффициентов поглощения на λ_{on} и λ_{off} может быть записана с учетом счетной концентрации зондируемой примеси N :

$$\Delta\alpha = N\Delta\sigma = \sigma(\lambda_{on}) - \sigma(\lambda_{off}),$$

где σ – сечение поглощения молекулой анализируемой примеси на соответствующей длине волны. Тогда после ряда преобразований уравнения локации для профиля $N(R)$ получаем

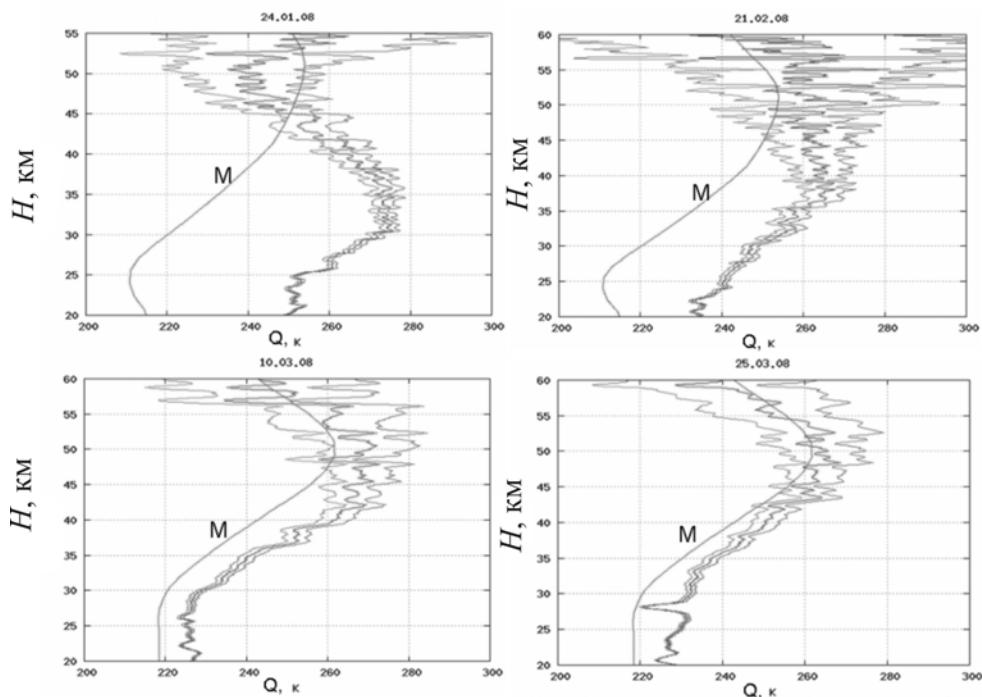


Рис. 2. Вертикальные профили температуры, измеренные лидаром СЛ-1 [6] в Якутске в отдельные ночи января–марта 2008 г. Кривая М – модельный профиль атмосферы [7].

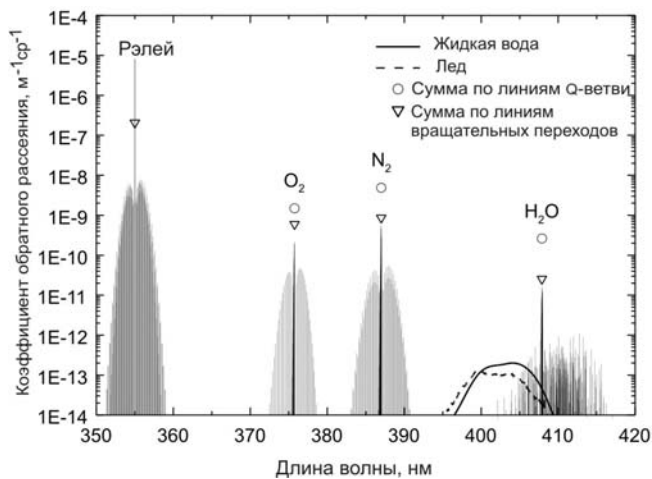


Рис. 3. Спектр интенсивности комбинационного обратного рассеяния атмосферы нормального давления при температуре 300 К, содержании N_2 и O_2 0.781 и 0.209 соответственно, отношении смеси водяных паров 10 г/кг. Длина волны падающего лазерного излучения 355 нм.

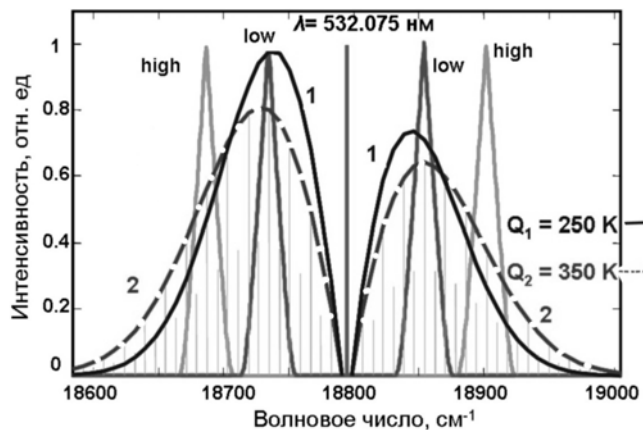


Рис. 4. Огибающие (стоксовая и антистоксовая) чисто вращательного комбинационного спектра N_2 при двух значениях температуры (1, 2) и функции пропускания монохроматора для линий $s_j < 10$ (low) и $j > 10$ (high).

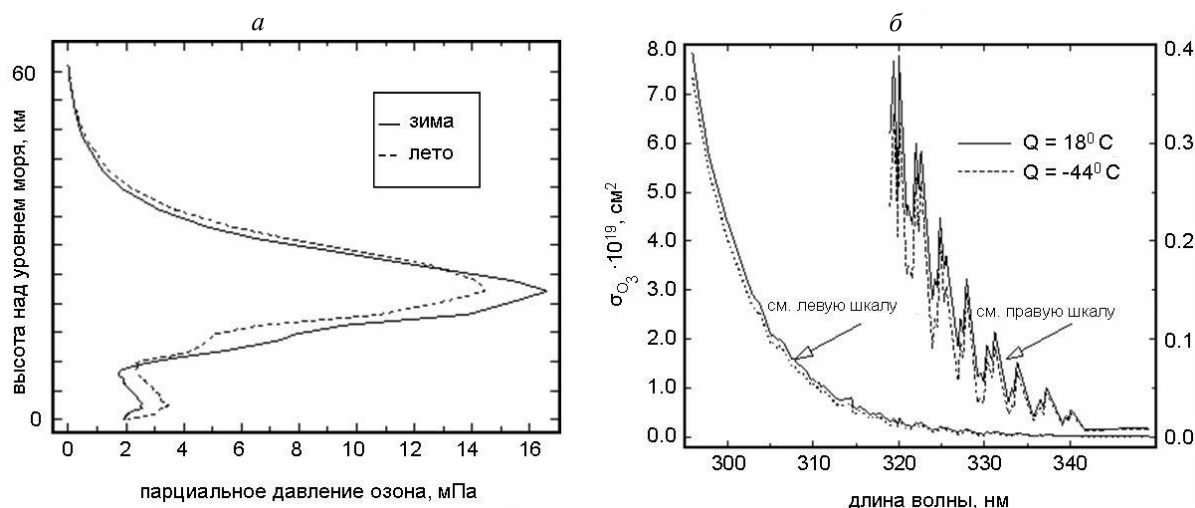


Рис. 5. Сезонные профили озона в стратосфере (а) и значения сечения поглощения O_3 в ультрафиолете. Правая шкала (б) для σ_{O_3} увеличена в 10 раз (близких λ_{on} и λ_{off}), основой выбора длин волн являются возможности лазерной перестройки по спектру.

$$N(R) = \frac{1}{2\Delta\sigma} \left[\frac{d}{dR} \ln \frac{P_{on}(R)}{P_{off}(R)} \right]. \quad (5)$$

Для реальных сигналов процедура дифференцирования не является корректной. Необходимо сглаживание, согласование пространственного разрешения ΔR с дальностью действия. Поэтому практическое выражение для $N(R)$ имеет следующий вид:

$$N(R) = \frac{1}{2\Delta\sigma \Delta R} \ln \left(\frac{P_{off}(R + \Delta R)}{P_{off}(R)} \cdot \frac{P_{on}(R)}{P_{on}(R + \Delta R)} \right).$$

Переход от счетной концентрации к массовой осуществляется через массу одной молекулы M , которая равна молекулярному весу, умноженному на атомную единицу массы, равную $1.6605 \cdot 10^{-27}$ кг.

Лидарные методы дифференциального поглощения нашли широкое применение в экологических приложениях для мониторинга загрязнений и свойств в тропосфере [1]. Для средней атмосферы лидары дифференциального поглощения, прежде всего, нацелены на изучение озоносферы [8]. Проиллюстрируем данный подход для зондирования профиля O_3 в стратосфере. На рис. 5 показаны обобщенные профили O_3 в стратосфере и спектральная зависимость сечения поглощения молекулы O_3 при различных температурах. Из рисунка следует, что наиболее интересен диапазон высот 15–35 км, где сосредоточен основной слой O_3 . Спектр поглощения O_3 не обладает выраженной селективностью, что затрудняет выбор.

Так, в [8] создан лидар на базе эксимерного XeCl-лазера, выбраны $\lambda_{on} = 308$ нм и $\lambda_{off} = 353$ нм. Длина волны 353 нм получается в ВКР-преобразователе (вынужденное комбинационное рассеяние) на водороде от основной частоты лазера 308 нм. Значительное расстояние между λ_{on} и λ_{off} потребовало от разработчиков учета изменения ослабляющих и рассеивающих свойств атмосферы для λ_{off} , процедура которого подробно описана в [8]. Выбранные длины волн обеспечили определение профилей O_3 с пространственным разрешением несколько сотен метров.

Лидары резонансного рассеяния и доплеровские ветроизмерительные лидары

Резонансное рассеяние, флуоресценция связаны с процессом переизлучения квантов света на той же длине волны, что и квантов, поглощенные атомом, молекулой или ионом излучения. Из-за процессов тушения (безызлучательных переходов) возбужденных состояний в нижней атмосфере лидары используют это явление для изучения атомов ряда металлов в мезосфере. Сечения обратного резонансного рассеяния более чем на 10 порядков больше рэлеевских, что позволяет не заботиться о вкладе других явлений рассеяния. Наибольшее распространение получили лидары, использующие резонансное рассеяние на Na с $\lambda = 589$ нм. Лидарное уравнение для этого вида рассеяния модифицируется к виду

$$P(R) = P_o \frac{c\tau}{2} \frac{AG(R)}{R^2} T^2(R) \cdot N_{Na} \cdot \frac{d\sigma_{Na}}{d\Omega}.$$

Здесь N_{Na} – счетная концентрация атомов Na, $\frac{d\sigma_{Na}}{d\Omega}$ – дифференциальное сечение резонансного обратного рассеяния, для $\lambda = 589$ нм $\Delta\sigma_{Na}/d\Omega = 7.78 \cdot 10^{-17} \text{ м}^2 \text{ ср}^{-1}$ [1].

Обращение этого уравнения дает возможность судить не только о N_{Na} , но и о высотном поведении, обнаружении и слежении за гравитационными волнами. Кроме того, повышение спектрального разрешения до десятых долей пикометра обеспечивает определение профиля температуры в слое Na и при отклонениях трассы зондирования от вертикали оценку радиальной составляющей скорости ветра [1].

Доплеровские лидарные технологии используют эффект смещения несущей частоты излучающими или рассеивающими движущимися под действием ветра частицами. Количественно это выражается соотношением

$$f = f_0 + f_0 \frac{v}{c},$$

где f_0 – частота зондирующего излучения, v – проекция скорости ветра на трассу зондирования. Разра-

ботано несколько методик лидарного детектирования доплеровских сдвигов, включая когерентные и некогерентные методы. Последние еще называют методами прямого детектирования, в которых спектральный сдвиг измеряется с помощью интерферометра или эталона Фабри-Перо. Для условий зондирования средней атмосферы, когда существенен вклад молекулярно рассеянных сигналов, больше подходит методика прямого детектирования доплеровских сдвигов.

Более детально технические решения, реализуемые в доплеровских лидарах, приведены в [1].

Описанные методы лазерного зондирования средней атмосферы позволяют полное или частичное объединение, в зависимости от назначения лидарной станции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weitkamp C. Lidar: range-resolved optical remote sensing of the atmosphere. Springer series in optical sciences. 2005. V. 102. 456 p.

2. Плачек Г. Рэлеевское рассеяние и Раман-эффект. Харьков: Изд-во ОНТИ, 1935. 140 с.

3. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностранной лит-ры, 1961. 536 с.

4. Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.

5. Зуев В.В., Маричев В.Н., Бондаренко С.Л. Исследование точностных характеристик восстановления профилей температуры по лидарным сигналам молекулярного рассеяния // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9, № 12. С. 1615–1619.

6. Matvienko G.G., Marichev V.N., Nikolashkin S.V. Stratospheric lidar investigations in the Polar zone of the Eastern Siberia // Reviewed and revised papers presented at the 24th International laser radar conference, 23–27 June 2008, Boulder, Colorado, V. II. P. 841–844.

7. CIRA-86 (Cospar Int. Reference Atmosphere) // Adv. Space Res. 1990. V. 10, N 12. 525 p.

8. Зуев В.Е., Ельников А.В., Бурлаков В.Д. Лазерное зондирование средней атмосферы. Томск: «ООО изд. «Раско»», 2002. 352 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск