COLUMNERS AND MOLLENS (S) B. E. Syss, E. B. Syss <u>L'ACTABUZOFFOE</u> OTTZAROKOR <u> COFIZPODA FIZE</u> ATVOCOEPSI

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ

Том 1

СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ГАЗОВЫХ КОМПОНЕНТ АТМОСФЕРЫ

Том 2

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ

Том З

СПЕКТРОСКОПИЯ АТМОСФЕРЫ

Том 4

ОПТИКА АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

Том 5

ОПТИКА ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЫ

Том 6

нелинейная оптика атмосферы

Том 7

ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ОПТИКИ АТМОСФЕРЫ

Том 8

ДИСТАНЦИОННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

том 9 Оптика атмосферы и климат

АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ

В. Е. Зуев, В. В. Зуев

ДИСТАНЦИОННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ





САНКТ-ПЕТЕРБУРГ ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1992

Рецензент канд. физ.-мат. наук В. Е. Рокотян (Центральная аэрологическая обсерватория)

Излагаются фундаментальные основы проблемы дистанционного оптического зондирования атмосферы. Особое внимание уделено наиболее перспективным методам активного лазерного зондирования погодообразующих и загрязняющих атмосферу параметров наземными, самолетными и космическими лидарами.

В качестве исходного материала для анализа современного состояния проблемы использованы результаты соответствующих исследований, проведенных под руководством авторов в Институте оптики атмосферы, а также данные, полученные за последние годы в других коллективах в стране и за рубежом.

Монография представляет интерес для широкого круга читателей, работающих в областях, связанных с проблемами метеорологии, экологического мониторинга атмосферы, геофизики, океанологии, а также специалистов, занятых разработкой оптико-электронных систем, предназначенных для работы в атмосфере.

The monograph by V. E. Zuev and V. V. Zuev "Remote Optical Sensing of the Atmosphere" is devoted to the statement of basic principles of the problem of remote optical sensing of the atmosphere. Special attention is paid to most promising techniques of active laser sensing of the atmosphere and aimed at obtaining the parameters important in studies of the weather formation processes and atmospheric pollutions using ground—based, airborne and spaceborne lidars.

As initial data for analyzing the present—day state of the problem the results are used of corresponding studies carried out under the guidance of the authors at the Institute of Atmospheric Optics. The data obtained recently at other institutions in our country and abroad are also aplicable.

The monograph is of interest for a wide range of readers working in the field of meteorology, ecological monitoring of the atmosphere, geophysics, oceanology as well as for the specialists engaged in development of optical—electron systems intended for operation in the atmosphere.

3 1805040400-020 069(02)-92 ISBN 5-286-00530-6

С В. Е. Зуев, В. В. Зуев, 1992

предисловие

Человечество вступило в фазу своего развития, которую следует характеризовать как фазу борьбы за выживание. Стремительная индустриализация общества сопровождается столь же стремительным отрицательным воздействием на окружающую среду. Продолжают возрастать выбросы вредных веществ в атмосферу, гидросферу и на поверхность планеты. Стали однозначно ощутимы такие проблемы, как парниковый эффект, деструкция озонного слоя в стратосфере («озонные дыры») и эпизодические существенные повышения концентрации молекул озона в приземном слое атмосферы и в тропосфере в целом. Повышающаяся концентрация вредных веществ в атмосфере вызывает существенное воздействие на здоровье людей, на урожайность суши и океана, на биосферу планеты.

Трансграничные переносы загрязнений в окружающей среде сделали проблему ее охраны главнейшей международной проблемой, успешное решение которой немыслимо без использования соответствующих средств мониторинга. При этом особое значение приобретают задачи мониторинга атмосферы и как среды обитания человека, и как основного переносчика загрязнителей в гидросферу и подстилающую поверхность.

Среди всех известных методов мониторинга атмосферы, включая всевозможные методы прямых контактных измерений ее параметров, а также методы активного и пассивного дистанционного зондирования, несомненным преимуществом обладают методы активного дистанционного зондирования с использованием лазерных источников излучения. Методы лазерного зондирования, и только они, обеспечивают получение профилей или полей различных параметров атмосферы с исключительно высоким временным и пространственным разрешением, обладая при этом рекордными концентрационными чувствительностями.

С другой стороны, подавляющее большинство методов дистанционного зондирования основаны на решении некорректных обратных задач и, следовательно, они нуждаются в калибровке измерительных систем (лидаров) и их метрологическом обеспечении, наиболее надежный путь которого связан с соответствующими одновременными измерениями с помощью лидаров И одной и той методов вдоль контактных же измерительной трассы. В ряде случаев, когда не требуется доступное только лидарам высокое пространственно-временное разрешение, целесообразно, прежде всего с экономической точки зрения, применение пассивных дистанционных методов. Таким образом, рассматривая проблему мониторинга атмосферы в целом, следует подчеркнуть, что при ее решении должно быть реализовано целесообразное сочетание всего многообразия дистанционных и контактных методов измерений.

Система мониторинга атмосферы, удовлетворяющая современным требованиям науки и практики, представляется состоящей из средств космического, самолетного, корабельного и наземного базирования. Она должна обеспечивать получение массивов количественных данных с требуемым пространственно-временным разрешением как по погодообразующим параметрам (давление, температура, ветер, влажность, облака, аэрозоли, газовые компоненты), так и загрязняющим компонентам, присутствующим как в глобальном, так и в региональном масштабе. Только в такой постановке задачи мониторинга атмосферы можно рассчитывать на существенное повышение надежности прогнозов погоды и одновременно загрязнения окружающей среды, включая наступление экологически опасных ситуаций и всевозможных катастрофических явлений. Именно такой наземно-аэрокосмический комплекс должен полностью соответствовать требованиям Международной геосферно-биосферной программы (МГБП) и программы глобальных изменений климата.

В реализации указанного подхода решающую роль призваны сыграть активные дистанционные методы оптического зондирования атмосферы с помощью лазеров, описанию и применению которых и посвящено основное содержание данной монографии. Авторы ставили перед собой задачу описания фундаментальных основ проблемы лазерного зондирования погодообразующих и загрязняющих атмосферу параметров наземными, самолетными и космическими средствами, а также имеющихся и ожидаемых результатов зондирования с анализом наиболее интересных данных, полученных в последние годы.

Глава 1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ЯВЛЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С АТМОСФЕРОЙ

1.1. Строение атмосферы и ее состав

Атмосфера Земли — это сложная многопараметрическая система с сетью прямых или опосредованных связей. В ее состав входят молекулярные и атомарные газы, а также частицы аэрозолей, образующиеся в основном за счет космогенных факторов, геологической и биологической активности планеты.

В последние десятилетия все возрастающее воздействие на атмосферную среду оказывают антропогенные факторы. Индустриальная деятельность человечества привела к существенным изменениям в составе и структуре атмосферы, которые, по мнению ряда специалистов, могут стать необратимыми.

Все составляющие атмосферы оптически активны и могут быть использованы для определения ее состояния и мониторинга при лазерном зондировании. Подробное описание строения и состава земной атмосферы можно найти, например, в монографии [15]. Здесь же представлена лишь краткая характеристика атмосферы, как объекта исследования, которая потребуется при последующем изложении материала.

1.1.1. Структура атмосферы

Структура земной атмосферы по своим физическим свойствам неоднородна как по вертикали, так и по горизонтали, хотя горизонтальная неоднородность проявляется значительно слабее. В соответствии с характерной температурной стратификацией атмосферы ее принято делить на тропосферу, стратосферу, мезосферу и термосферу. Промежуточные тонкие переходные слои называются тропопаузой, стратопаузой и мезопаузой.

В тропосфере, верхняя граница которой изменяется примерно от 10 км над полюсами до 17 км над экватором, содержится основная часть атмосферного воздуха. Из-за понижения температуры с высотой в тропосфере в среднем на 6,5 К/км, состояние воздуха в ней обычно характеризуется безраличным равновесием.

Стратопауза расположена на высотах 47... 52 км и характеризуется постоянством температуры, около 273 К, мезопауза на высотах 85... 95 км с тем же характерным постоянством средней температуры.

По характеру взаимодействия атмосферы с земной поверхностью ее подразделяют на пограничный слой (или слой трения), где наиболее существенно влияние земной поверхности и сил турбулентного трения, и свободную атмосферу, где силами турбулентного трения можно пренебречь. Высота пограничного слоя колеблется в интервале 1... 1,5 км.

Атмосфера крайне динамична, она подвержена значительным пространственным и временным изменениям. Наиболее неустойчивым распределением составляющих отличается тропосфера, особенно ее пограничный слой. Здесь часто наблюдается формирование и разрушение инверсионных и изотермических слоев. Интенсивное турбулентное перемешивание тропосферного воздуха и вымывание тропосферы дождем обусловливают кратковременность пребывания в этом слое атмосферы ее малых составляющих в течение всего нескольких часов или дней [32]. Стратосферный воздух, наоборот, очень устойчив. Поэтому время пребывания в нем малых составляющих варьирует от нескольких недель до нескольких лет [32].

1.1.2. Атмосферные газы

Земная атмосфера в основном состоит из азота и кислорода. В состав воздуха входит 99 % этих газов. Почти 1 % составляет аргон. Оставшаяся мизерная часть принадлежит всем другим атмосферным газам.

Давление атмосферных газов убывает с высотой согласно экспоненциальному закону Дальтона [30]:

$$P(z) = P(z_0) \exp\left\{-\frac{1}{R} \int_{z_0}^{z} \frac{g(z) \mu(z)}{T(z)} dz\right\},$$
 (1.1)

где $P(z_0)$ — давление на высоте z_0 ; g — ускорение свободного падения; μ — молекулярная масса газа; R — универсальная газовая постоянная; T — температура. Согласно формуле (1.1), давление тяжелых газов должно убывать с высотой быстрее, чем давление легких газов. Однако из-за вертикального и горизонтального перемешивания атмосферного воздуха газовый состав атмосферы остается практически постоянным до высоты почти 95 км. При этом 99 % всего атмосферного воздуха содержится в тропосфере и стратосфере до высот 30... 35 км [32]. Рассмотрим кратко ряд газовых составляющих атмосферы, играющих существенную роль в экологических и биосферных процессах.

Водяной пар (H_2O) играет доминирующую роль во всех процессах превращения энергии в масштабе планеты. От его содержания существенно зависит радиационный обмен и тепловой баланс планеты, процессы климато- и погодообразования. Концентрация водяного пара в атмосфере значительно более изменчива, чем температура, из-за непрерывных фазовых превращений из газообразного состояния в жидкое или твердое, и наоборот. Эти превращения в зависимости от направления сопровождаются либо выделением энергии в окружающий воздух, либо ее отбором. Они в значительной степени определяют динамику атмосферного воздуха, по крайней мере в тропосфере. Распределение средних значений концентрации водяного пара в тропосфере находится в соответствии с распределением температуры. Внизу оно подвержено сезонным и широтным изменениям. Максимальное содержание водяного пара здесь может достигать 5 % [32]. С высотой значения средних концентраций водяного пара убывают по экспоненциальному закону, причем значительно быстрее. чем общее давление. Так, в среднем концентрация водяного пара на высоте 10 км практически на 2 порядка ниже, чем у поверхности Земли, в то время как давление меньше лишь в 10 раз.

Озон (O₃) играет значительную роль в поглощении солнечной радиации в УФ-диапазоне спектра. Он является своеобразным природным фильтром, полностью поглощающим в толще атмосферы вредное для биологических форм жизни излучение Солнца с длинами волн короче 0,3 мкм. Озон содержится в воздухе в ничтожном количестве (объемная доля 10^{-6} ... 10^{-5} %). Характерным для этого газа является наличие в атмосфере выраженного озонного слоя, максимум которого расположен на высотах примерно от 15 км на полюсах до 26 км на экваторе [15]. Существенной характеристикой атмосферного озона является его общее содержание в вертикальном столбе атмосферы. Эту характеристику называют суммарным озоном и обычно выражают в единицах Добсона (1 Д. Е.= 10^{-3} атм-см). Суммарный озон меняется в широких пределах, от 68 до 760 Д. Е. [15], имеет выраженную зависимость от широты и времени года.

Углекислый газ (CO₂) играет определяющую роль в тепловом балансе атмосферы, так как поглощает основную часть теплового излучения Земли в ИК-области спектра. Средняя концентрация CO₂ на всех уровнях тропосферы и стратосферы находится в пределах 320... 330 млн⁻¹ и неуклонно растет со скоростью около 7 млн⁻¹ за 10 лет [20] за счет сжигания ископаемого топлива.

Среди других малых газовых составляющих земной атмосферы в первую очередь выделим стабильные долгоживущие газы: метан (CH₄) и закись азота (N₂O). Они равномерно перемешаны во всем слое атмосферы до высоты примерно 15—16 км. На больших высотах концентрация CH₄ уменьшается за счет разрушения атомарным кислородом и радиакалами OH, а N₂O — за счет реакции с возбужденными атомами кислорода, ведущей к образованию NO. Остальные малые газовые составляющие атмосферы, как правило, химически активны в поле солнечной радиации и поэтому нестабильны. В табл. 1.1, заимствованной из [31], приведены данные об источниках, скоростях поступления в атмосферу и временах жизни ряда малых газовых составляющих. Здесь же представлены значения их фоновых концентраций и наиболее типичных концентраций в загрязненной городской атмосфере.

Химически активные газовые составляющие оказывают значительное влияние на экологическое состояние окружающей среды даже при ничтожно малых концентрациях в атмосфере. По этим

9

Таблица 1.1

атмосферы
составляющих
ra30BЫX
малых
Характеристики

	Время жизни (расчетное) в атмосфере	2 4 года	0,1 года	4 cyr 2 cyr	l cyr	1 cyr	5 cyr 4 roga	7 сут	СН4: 1 год Другие: данные от-	cyrcrayor 1 5 cyr	l
	Фоновая концент- рация в атмо- сфере, млн-1	320	0,1	0,00020,002 0,0002	0,01	0,0002 0,002	$0,0005\ldots 0,004 0,25$	0,006 0,02	СН4: 1,5 Другие: 0,001	0,001	1
Концент- рация	в загряз- ненной атмосфе- ре, млн ⁻¹	350	ى م	$ \begin{array}{c} 1 \\ 0,004 \end{array} $	0,3	0,2	$^{0,1}_{0,25}$	0,01	СН4: 3 Другие: 2	0,05	1,5
сти поступле- мосферу	для естеот- венных источников, 10 ⁹ кг/год	106	3000	Мала 90	ſ	460	кимо мала 540	1000	СН4: 2000 Другие: данные от-	cyrcrbyior 1000	I
Оценка скорс ния в ат	для антропо- генных источ- ников, 10° кг/год	13 000	250	$133 \\ 2,7$	l	48	Пренебрех Мала	3,6	СН4: 80 Другие: данные от-	cyrcribyor 100	I
источники	естественные	Биологическое разложе- ние, поступление из	оксанов Окисление СН ₄	Вулканы Вулканы, биологическая	активность в оолотах Фотолиз О ₂ 195 50 200	Деятельность бактерий	в почве Конверсия NO Биологическая актив-	ность в почве Биологическое разложе-	пис Биологические процессы	Биологические процессы	Не известны
Основные	антропогенные	Горение	Выхлопные газы авто-	двигателся, горение Сжигание угля и нефти Химические процессы,	сточные воды Фотохимический смог	Горение	Her Her	Отходы	Выхлопные газы авто- двигателей, химические процессы	Выхлопные газы авто- пентотелей	дын алекти Химические процессы, выхлопные газы ракет- ных двигателей
Малая	газовая состав- ляющая	CO2	CO	SO ₂ H ₂ S	°0	NO	NO2 N2O	NH3	Угле- водо- роды	нсно	HC

газам специально определены нормы предельно допустимых концентраций (ПДК), исходя в основном из степени их непосредственного вредного воздействия на человеческий организм и биосферу в целом. Кроме того, многие газовые компоненты индустриальных выбросов в атмосферу активно участвуют в фотохимических реакциях, в результате которых могут образовываться новые вредные газы или аэрозоли. Причем в различных метеорологических ситуациях эти процессы идут по-разному. В целом для индустриальных выбросов в атмосферу введены нормы предельно допустимых выбросов (ПДВ), в соответствии с которыми ни при каких условиях реальной атмосферы установленные уровни ПДК превышаться не должны.

1.1.3. Естественные аэрозоли

Современное представление о природе образования атмосферного аэрозоля предполагает одновременное существование двух процессов: внедрение частиц вещества извне и генерация их внутри атмосферы из газовой фазы за счет коагуляции или конденсации паров [17, 19, 23, 33, 38].

Размер аэрозольной частицы определяется радиусом или диаметром эффективного шара, имеющего площадь сечения, равную площади сечения реальной частицы, так как большинство аэрозольных частиц в атмосфере имеет форму, мало отличающуюся от сферической. Эта характеристика изменяется в широких пределах: от 10⁻³ мкм, свойственного молекулярным кластерам, до гигантских частиц размерами в несколько десятков микрометров.

Частицы радиусами 0,002 мкм $\leq a \leq 0,1$ мкм принято называть мелкодисперсными (МКД-частицы). Часть наиболее крупных частиц этой фракции регистрируется счетчиком Айткена и поэтому получила название ядер Айткена.

Среднедисперсная или субмикронная (СБМ) фракция атмосферного аэрозоля представлена размерами частиц радиусом от 0,1 до 1,0 мкм.

Грубодисперсную (ГД) фракцию аэрозоля образуют частицы радиусом a > 1,0 мкм. Эта фракция активно влияет на процессы облакообразования и отвечает за ослабление солнечной радиации в инфракрасной области спектра.

Важнейшей характеристикой микроструктуры аэрозоля является функция распределения частиц по размерам f(a). Наиболее часто она аппроксимируется в форме асимптотического степенного закона [17, 44]

$$f(a) = dN/d \lg a = ca^{-\nu},$$
 (1.2)

где N — число частиц в единице объема воздуха; c и v — параметры, первый из которых связан с интегральной концентрацией частиц, а v для условий тропосферы обычно полагают равным 3,0 [17, 44]. В этом случае степенной закон (1.2) удовлетворительно описывает СБМ-фракцию аэрозоля.

Большое распространение для описания спектров размеров частиц аэрозоля (в том числе в облаках) получило четырехпараметрическое гамма-распределение

$$f(a) = Aa^{a} \exp\left(-ba^{\nu}\right), \tag{1.3}$$

где A, α , b, v — вещественные положительные числа [17]. Для аэрозолей, образование которых связано с процессами коагуляции и конденсации [17, 33, 37], характерно логарифмически нормальное распределение. О других аналитических модулях функций распределения можно получить информацию в [17, 25].

Химический состав аэрозольных частиц весьма разнообразен. Тропосферный аэрозоль, вдали от моря и промышленных районов на 50... 80 %, является продуктом ветровой эрозии почв. В основном, это кварц и другие соединения кремния, глиноземы, карбонаты и кальциты, окислы железа. Количество органических соединений в аэрозолях почвенного происхождения невелико, около 10 %.

Массовая доля частиц, генерируемых морской поверхностью, составляет 10... 20 %. Химический состав близок к составу сухого остатка морской воды: NaCl — 78 %, MgCl — 11 %, CaSO₄, Na₂SO₄, K₂SO₄ — 11 %. Концентрация частиц над океаном достигает 100 см⁻³, при среднем значении порядка 1 см⁻³. Максимум в распределении по размерам приходится на частицы диаметром 0,3 мкм [23, 24].

Вулканы выбрасывают в атмосферу частицы дыма, вулканический пепел, разнообразные по составу аэрозоли, вулканические газы на высоту до 20... 30 км. Среднегодовая масса выбрасов оценивается в (1... 5) · 10⁸ т. Самые мелкие частицы сохраняются на протяжении нескольких лет. Химический состав дыма и пылевой материи преимущественно представлен: соединениями кремсульфатами (10... 30 %), (60...80%),кальцитам**и** ния (3... 10%), соединениями алюминия, железа, никеля (до 10... 20 %) [23... 25]. Детальный анализ работ по микрофизике стратосферного аэрозоля, выполненный авторами [47, 54], дает основание полагать, что частицы аэрозоля в стратосфере представляют собой конгломераты, состоящие из ядра и сернокислотной оболочки. Причем, частицы с $a \le 0,15$ мкм — капли 75 %-ного раствора серной кислоты, более крупные частицы — кристаллы сульфатов, в первую очередь (NH₄)₂ŠO₄.

Весьма обильным источником мелкодисперсного органического аэрозоля является растительность. Как следует из приведенных данных в [23, 55], биосфера ежегодно выделяет в атмосферу 10⁸ т терпенподобных или слабо окисленных углеводородов, что создает естественный фон около З... 6 мкг/м³. Существенную долю частиц МКД-фракции дают фотохимические и химические реакции в атмосфере. Многочисленные наблюдения вертикальной структуры аэрозолей свидетельствуют о существовании в атмосфере различных слоев, в которых в той или иной степени проявляются своеобразные механизмы генерации и трансформации аэрозольных частиц. В приземном слое счетная концентрация всех аэрозольных частиц варьирует от 10³ до 10⁵ см⁻³. Концентрация крупных частиц более стабильна; так, например, число частиц с $a \ge 0,2$ мкм изменяется в пределах 1... 100 см⁻³. Средние значения концентрации при метеорологической дальности видимости около 20 км составляют примерно 150 см⁻³ для $a \ge 0,1$ мкм и 30 см⁻³ для $a \ge 0,2$ мкм [23, 24]. Концентрация больших частиц резко падает с высотой.

В нижней стратосфере почти всегда наблюдается отчетливо выраженный аэрозольный слой Юнге. Концентрация больших частиц в этом слое достигает единиц в 1 см⁻³. Как следует из [17, 23, 25, 33], часто проявляется многослойность вертикальной структуры стратосферного аэрозоля. Отчетливо проявляется широтный ход вертикальных профилей, а также сезонные вариации структуры аэрозоля: опускание аэрозольных слоев поздней осенью и сглаживание их, сильное уменьшение загрязненности атмосферы в зимний период [22].

1.1.4. Аэрозоли индустриального происхождения и смогообразования

В связи с бурным развитием промышленности и транспорта становится весьма актуальным вопрос о вкладе аэрозоля индустриального происхождения в общее содержание атмосферного аэрозоля и проблема его пространственного распределения в тропосфере и стратосфере. По мощности выделения в атмосферу и проявляющемуся все чаще и чаще вредному влиянию на растительный и животный мир, в том числе и на человека, аэрозоли промышленного происхождения являются одной из наиболее важкомпонент загрязнений воздушного бассейна, особенно ных это относится к частицам, образующимся в результате сложных фотохимических и других процессов из сернистого газа [2, 23]. Наибольшая доля частиц все же приходится на продукты сгорания. Причем состав дымов при сжигании угля следующий: сажа 27... 48 %, смола 1 %, зола 51... 62 %. Зола представляет собой в основном соединение кремния и кальция. Массовая доля аэрозолей промышленного происхождения, согласно оценкам [49], составляет 5... 10 % (нижняя граница) от общего количества аэрозолей, что соответствует (5... 10) · 10⁸ т.

Размеры частиц индустриального аэрозоля лежат в оптически активном диапазоне 0,1 мкм $\leq a \leq 1$ мкм. Составляющие компоненты этих частиц сильно поглощают солнечную радиацию. В состав индустриальных аэрозолей входят также вредные для здоровья соединения свинца, цинка и канцерогенные вещества.

В выхлопных газах автомобилей содержится большое количество частиц диаметром 0,02... 0,06 мкм, а также немного частиц ГД-фракции [23, 41]. В среднем массовая доля твердых частиц составляет около 0,08 % от массы потребляемого двигателем горючего, причем половина из этого количества приходится на окислы свинца.

Функции распределения частиц по размерам индустриальных аэрозолей весьма разнообразны. В результате фотохимических реакций вначале образуются частицы порядка сотен ангстрем. Концентрация таких частиц резко падает с увеличением их размеров. Верхний предел размеров составляет $a \approx 0,2$ мкм. Второй тип образования аэрозолей антропогенного происхождения — дисперсионный. Такие аэрозоли хорошо описываются логарифмически нормальным распределением с наиболее вероятным радиусом в области $a_m = 2...5$ мкм [23].

Форма частиц индустриального аэрозоля весьма отдаленно напоминает сферическую. Это в основном звездочки, иглы, пластинки, рыхлые конгломераты. Оптические свойства таких частиц существенно отличаются от свойств эквивалентных им по размерам сферических частиц [21].

Вредное действие дымовых и газовых выбросов ощущается более остро при туманах: наличие примесей в туманах дополнительно ухудшает видимость, так как частицы дыма способствуют конденсации атмосферной влаги. Таким образом, отмечается взаимно усиливающее действие туманов и дымов. Для характеристики дымотуманного состояния атмосферного воздуха широкое распространение получил специальный термин «смог». Выделяют два типа смога: лондонский и лос-анджелесский (по названию городов, где впервые наблюдались эти явления).

Смоги в Лондоне [2, 52] большей частью наблюдались в декабре — январе в утренние часы при штиле, температуре воздуха от — 1 до +4 °C и относительной влажности воздуха выше 85 %. Они характеризуются состоянием, подобным плотному туману с дальностью видимости не более 30 м. Основные источники загрязнения воздуха, ответственные за появление этого смога, выбросы в атмосферу дымов и газов SO₂, CO, образующихся при сжигании угля и мазута. Растворение сернистого газа в каплях тумана приводит к образованию аэрозоля сернистой кислоты, которая по сравнению с сернистым газом обладает большей токсичностью. При ее наличии в атмосфере существенно усиливается коррозия металлических изделий и др.

Кроме того, сернистый газ, растворенный в каплях тумана, значительно быстрее, чем сернистый газ в газообразном состоянии, окисляется до сернистого ангидрида с последующим образованием серной кислоты. Укрупняясь, капли тумана могут выпадать в виде мороси, содержащей заметное количество серной кислоты. Последнее явление получило название «кислотные дожди».

При смогах в Лос-Анджелесе [2, 52], чаще всего наблюдавшихся в августе—сентябре в середине дня, характерны скорость ветра меньше 3 м/с, температура воздуха 24... 32 °С, относительная влажность меньше 70 % и видимость 1,5... 8 км. Причина — значительное загрязнение воздуха автотранспортными выхлопами, которые в результате фотохимических реакций превращаются в аэрозоли.

Выделяют несколько групп фотохимических реакций при смоге, в которых главными исходными продуктами являются окислы азота, свободные радикалы, образующиеся из углеводородов и других органических веществ, и сернистый газ. Все эти реакции происходят под действием ультрафиолетового излучения Солнца, при суммарной солнечной радиации у поверхности Земли, превышающей пороговый уровень, примерно равный 0,35 кВт/м² [2]. Практически все реакции осуществляются с участием озона, который образуется в результате преобразования других газов, чаще окислов азота.

Некоторые органические соединения при взаимодействии с окислами азота образуют нитраты, пары которых имеют более низкое парциальное давление, а следовательно, и меньшую летучесть по сравнению с исходными веществами. Поэтому происходит их частичная конденсация в атмосфере и образование органических аэрозолей, которые могут быть весьма токсичными.

Из сернистого газа в результате различных превращений с участием кислорода и водяного пара образуется жидкий аэрозоль в виде капель серной кислоты. Взаимодействие SO₂ с NaCl приводит к появлению твердых частиц, содержащих хлористый натрий и сульфат натрия. При взаимодействии SO₂ и SO₃ с аммиаком NH₃ образуется твердое вещество — сульфат аммония. Нитраты наряду с сульфатами могут содержаться и в солевых частицах [2].

Таким образом, имеются различные реакции, которые могут приводить к появлению аэрозольных частиц при смогах. Эти частицы высокодисперсны и оптически активны, так как смог сопровождается сильным снижением дальности видимости, что, в свою очередь, связано со значительным рассеянием солнечного излучения видимого диапазона длин волн. Следует отметить, однако, что проблема образования аэрозолей при смогах пока недостаточно изучена.

1.2. Физические явления, используемые для лазерного зондирования атмосферы

Взаимодействие лазерного излучения с составляющими атмосферы характеризуется следующими основными физическими эффектами: 1) поглощением газами; 2) молекулярным рассеянием; 3) рассеянием и поглощением аэрозолями; 4) резонансным рассеянием; 5) комбинационным рассеянием; 6) флуоресценцией атмосферных газов и аэрозолей; 7) нелинейными эффектами. рассматриваться Перечисленные явления могут независимо, что позволяет выбором параметров зондирующего излучения свести к минимуму тот или иной эффект или наоборот усилить по сравнению с другими для получения информации об атмосфере.

Кроме энергетических потерь световая волна, распространяясь в атмосфере, испытывает флуктуации амплитуды и фазы, обязанные своим происхождением случайному пространственно-временному распределению показателя преломления воздуха [10].

1.2.1. Молекулярное поглощение

Поглощение молекулами атмосферных газов лазерного излучения, характеризующегося высокой монохроматичностью, наиболее выражено, когда линия лазерного излучения совпадает с селективной линией поглощения атмосферного газа. Каждая линия поглощения характеризуется положением центра, интенсивностью, полушириной и формой контура. Положение центра в спектре частот определяется энергетическим расстоянием между двумя уровнями оптического перехода i-j в квантовой энергетической структуре молекулы газа

$$hcv_{ij} = E_j - E_i, \tag{1.4}$$

где h — постоянная Планка; c — скорость света; v_{ij} — частота перехода; E_i и E_j — энергии соответственно нижнего и верхнего уровней.

Интенсивность спектральной линии записывается как интеграл от сечения поглощения по всем частотам

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\mathbf{v}) d(\mathbf{v}). \tag{1.5}$$

Для интенсивности отдельного перехода молекулы из состояния *i* в состояние *j*, квантовая механика дает следующее выражение [10]:

$$S_{ij} = \frac{8\pi v_{ij}}{3hc} \frac{N_i}{g_i N} |R_{ij}|^2 \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{hcv_{ij}}{kT}\right) \right\}, \quad (1.6)$$

где N_i/N — относительная концентрация молекул в нижнем состоянии; g_i — статистический вес; $|R_{ij}|^2$ — квадрат матричного элемента дипольного момента; k — постоянная Больцмана; T — температура. Относительная концентрация в (1.6) может быть выражена через энергию уровня E_i и статистическую сумму всех состояний Q в виде

$$\frac{N_i}{g_i N} = \frac{1}{Q} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right).$$
(1.7)

Подстановка (1.7) в (1.6) позволяет определить температурную зависимость интенсивности линии поглощения. Для спектральных частот оптического диапазона

$$\exp\left(-\frac{hc_{\nu_{ij}}}{kT}\right) \ll 1.$$

В этом случае зависимость S_{ij} от температуры может быть представлена в виде

$$S_{ij}(T) = S_{ij}(T_0) \left(\frac{T_0}{T}\right)' \exp\left\{\frac{hcE_i}{k} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right\},$$
(1.8)

где $S_{ij}(T_0)$ — значение интенсивности линии поглощения при температуре T_0 ; r=1 для линейных молекул и r=3/2, если молекула нелинейна.

В условиях земной атмосферы форма контура спектральной линии определяется процессами радиационного затухания; эффектом Доплера и эффектами столкновений молекул.

Радиационное или естественное уширение спектральной линии обусловлено взаимодействием квантовой системы с нулевыми колебаниями электромагнитного поля. Его величина пренебрежимо мала по сравнению с уширенным за счет двух других эффектов.

Доплеровское уширение обусловлено тем, что частота v_0 движущегося осциллятора, составляющая скорости которого в направлении луча зрения равна v, в соответствии с принципом Доплера смещена на величину $\Delta v = v_0 v/c$. При максвелловском распределении молекул по скоростям контур линий, уширенный вследствие эффекта Доплера, имеет гауссов вид:

$$\sigma(\mathbf{v}) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{S}{v_{\rm D}} \exp\left\{-\left(\frac{\mathbf{v}-\mathbf{v}_0}{v_{\rm D}}\right)^2 \ln 2\right\},\tag{1.9}$$

где

$$\gamma_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2\ln 2kT}{m}} \tag{1.10}$$

— доплеровская полуширина линии. Для большинства молекул контур линии в оптическом диапазоне можно считать доплеровским при давлении ниже 1,3 кПа (10 мм рт. ст.), когда действие столкновений пренебрежимо мало.

Для описания столкновительного уширения спектральных линий в видимой и ИК-областях спектра наибольшее распространение получили теории Лоренца, Вайскопфа и Андерсона. Согласно теории Лоренца, контур спектральной линии, уширенной столкновениями, описывается формулой

$$\sigma(v) = \frac{S}{\pi} \cdot \frac{v_{\rm L}}{v_{\rm L}^2 + (v - v_0)^2}, \qquad (1.11)$$

где γ_L — лоренцовская полуширина линии. Это выражение получило название дисперсионного или лоренцовского контура.

В теориях Вайскопфа [39] и Андерсона [45] рассматриваются иные механизмы столкновительного уширения спектральной линии. И в том, и в другом случае столкновительный контур спектральной линии дается формулой (1.11). Помимо уширения эти теории описывают механизмы сдвига центра линии поглощения. Зависимость уг от температуры и давления может быть аппроксимирована формулой

$$\gamma_{\rm L}(P, T) = \gamma_{\rm L}(P_0, T_0) \frac{P}{P_0} \left(\frac{T_0}{T}\right)^q,$$
 (1.12)

где значение $\gamma_L(P_0, T_0)$ обычно определяется при давлении $P_0 = 1000$ гПа и температуре $T_0 = 300$ К. Величина q = 0.5 согласно газокинетической теории Лоренца. В действительности она зависит от вида поглощающего и уширяющего газа и, как правило, больше 0.5 (так, например, для линий поглощения H_2O в видимой области спектра q = 0.62 [3]). В приземном слое атмосферы $\gamma_L = 10^{-2} \dots 10^{-1}$ см⁻¹.

В атмосфере эффекты Доплера и столкновений действуют одновременно, но их роль существенно различна на разных высотах, поскольку ур не зависит от давления, в то время как уг пропорционально давлению. Совместное рассмотрение двух эффектов уширения спектральных линий приводит к выражению для коэффициента поглощения, получившему название профиля Фойгта:

$$\sigma(\mathbf{v}) = \frac{\sigma_0 y}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{y^2 + (x-t)^2} dt, \qquad (1.13)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{S}{\gamma_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}; \quad y = \frac{\gamma_L}{\gamma_D} \sqrt{\ln 2}; \quad x = \frac{\nu - \nu_0}{\gamma_D} \sqrt{\ln 2}. \quad (1.14)$$

Значения $\sigma(v)$ для этого контура определяются численными методами (см., например, [46]).

Спектр поглощения молекулы атмосферного газа, состоящий из совокупности отдельных и перекрывающихся линий поглощения, формируется ее энергетической структурой и является ее факсимильным отпечатком этой структуры. Общая характеристика спектров поглощения атмосферных газов подробно представлена в [9, 10].

Рассмотрим кратко спектры поглощения некоторых атмосферных газов.

Водяной пар. Колебательно-вращательный спектр водяного пара занимает всю видимую область, близкую и среднюю инфракрасную области примерно до частот 1000 см⁻¹ с центрами полос поглощения 0,59; 0,69; 0,72; 0,81; 0,94; 1,1; 1,38; 1,87; 2,47; 2,66; 3,17 и 6,25 мкм. Наиболее интенсивной является 6,25 мкм-полоса поглощения. В вертикальном столбе атмосферы при средней влажности эта полоса полностью поглощает излучение Солнца в диапазоне длин волн 5,5... 7,5 мкм. Полосы поглощения с центрами 3,17, 2,66 и 2,47 мкм вместе обусловливают полное поглощение солнечного излучения в вертикальном столбе атмосферы при средних влажностях в спектральном районе 2,66... 3,3 мкм. Вращательный спектр поглощения водяного пара занимает весьма широкую спектральную область, примерно от длин волн 8 мкм до нескольких сантиметров. Начиная от длин волн около 20 мкм и далее в длинноволновую область, чисто вращательный спектр поглощения водяного пара обусловливает полное поглощение солнечного излучения вертикальным столбом атмосферы при любых влажностях.

Углекислый газ. Основная колебательно-вращательная полоса v₂ с центром около 15 мкм вместе с 14 горячими полосами занимает довольно широкий интервал спектра, примерно 12... 20 мкм. В центральной части полосы (13,5... 16,5 мкм) вертикальный столб атмосферы полностью поглощает солнечное излучение для любой из длин волн, входящих в этот район.

Основная колебательно-вращательная полоса v_3 совместно с составной полосой $v_1 + v_3 - 2v_2$ (2,0... 10,1°) образует обычно называемую в литературе полосу поглощения 4,3 мкм. Интенсивность этой полосы настолько велика, что солнечное излучение полностью поглощается в интервале длин волн от 4,2 до 4,4 мкм в вертикальном столбе атмосферы до высоты 20 км.

Кроме рассмотренных полос 15 и 4,3 мкм углекислый газ имеет совокупности полос поглощения с центрами 10,4; 9,4; 5,2; 4,8; 2,7; 2,0; 1,6; 1,4 мкм и более слабые в районе 1,24... 0,78 мкм. Ширина всех полос около 0,1 мкм.

Озон. Электронные переходы в молекуле озона создают полосы Хартли и Хюггенса, расположенные в ультрафиолетовой области спектра (длины волн короче 340 нм), и полосы Шаппюи в районе 450... 740 нм.

Обертоны и составные частоты колебаний создают совокупности колебательно-вращательных полос, которые, группируясь, образуют сложные полосы поглощения с центрами около 5,75; 4,75; 3,95; 3,26; 2,7 мкм. Ширина каждой из этих полос равна примерно 0,1 мкм. Наиболее интенсивной из них является полоса 4,75 мкм.

Существенную роль в поглощении солнечной радиации атмосферным озоном играет полоса 9,6 мкм, расположенная в центре длинноволнового окна прозрачности атмосферы 8... 13 мкм. Ее центральная часть шириной около 1 мкм в вертикальном столбе атмосферы поглощает примерно половину солнечного излучения. Все полосы поглощения озона чрезвычайно богаты линиями.

Кислород. Молекулярный кислород имеет сильные электронные полосы в ультрафиолетовой области и относительно слабые в красной и ближней инфракрасных областях. Восемь полос в красной области занимают участок спектра 0,64... 0,76 мкм. В ближней инфракрасной области молекула ¹⁶О₂ имеет две заметные полосы с центрами около длин волн 1,0674 и 1,2683 мкм.

Двуокись азота. Три основные полосы поглощения NO₂: $v_1 = 1320,7 \text{ см}^{-1}$ (7,6 мкм); $v_2 = 749,6 \text{ см}^{-1}$ (13,3 мкм) и $v_3 = 1616,9 \text{ см}^{-1}$ (6,2 мкм) расположены в инфракрасной области спектра.

Электронный спектр поглощения молекулы NO₂ расположен в ультрафиолетовой, чисто вращательный — в далекой инфракрасной области. Окись азота. Полосы поглощения основного колебательного перехода (0-1) и первого обертона (0-2) расположены в районах 5,3 и 2,76 мкм. Интегральные интенсивности этих полос равны в среднем 117 и 2,39 см⁻² · атм⁻¹ соответственно (1 атм = 10^5 Па).

Закись азота. Все три основные частоты колебания: $v_1 = 1285,6 \text{ см}^{-1}$ (7,8 мкм); $v_2 = 588,8 \text{ см}^{-1}$ (17,0 мкм), — дважды вырожденная, и $v_3 = 2223,5 \text{ см}^{-1}$ (4,6 мкм) — активны в инфракрасных спектрах поглощения. Кроме основных частот колебаний молекула N₂O имеет большое количество обертонов, составных частот



Рис. 1.1. Две записи спектра поглощения солнечного излучения, достигающего при одинаковых условиях поверхности Земли (а) и высоты 11 км (б) [9].

и горячих полос поглощения. Большинство этих полос имеет малую интенсивность.

Сернистый газ. В колебательно-вращательном спектре SO_2 наблюдаются четыре сравнительно интенсивные полосы поглощения с центрами около 4,0; 7,3; 8,7; 19,3 мкм, образованные главным образом совокупностью основных полос изотопических модификаций.

Электронный спектр поглощения SO₂ расположен в ультрафиолетовой области, чисто вращательный — в далекой инфракрасной.

Метан. В спектре поглощения метана имеются две очень интенсивные полосы: $v_3 = 3020,3$ см⁻¹ (3,3 мкм) и $v_4 = 1306,2$ см⁻¹ (7,7 мкм). Метан обладает большим количеством полос обертонов и составных частот.

Окись углерода. Спектр поглощения этой молекулы изучен достаточно подробно. Электронный спектр поглощения СО лежит в области длин волн короче 1 мкм.

Основная колебательно-вращательная полоса поглощения молекулы ${}^{12}C^{16}O$ находится около 2143,2 см⁻¹ (4,67 мкм). Основной обертон имеет центр около 4260 см⁻¹. Расчетные значения центров полос поглощения следующие (см⁻¹): 4260,0646 (0—2);4207,1664 (1—3); 4154,4056 (2—4); 4101,7820 (3—5); 4049,2958 (4—6); 3996,9466 (5—7); 6350,4404 (0—3); 8414,4708 (0—4).

Как видно из приведенного выше материала, в диапазоне длин волн от 0,2 до 20 мкм поглощение атмосферными газами обусловлено главным образом колебательно-вращательными полосами, наиболее интенсивные из которых расположены в инфракрасной области спектра. На рис. 1.1 представлены две записи с малым разрешением спектра поглощения солнечного излучения, достигающего при одинаковых условиях поверхности Земли и высоты 11 км. Положения центров основных полос поглощения

Таблица 1.2

Молекула	γ _e , см ⁻¹	λ _e , мкм	$\sigma_{a(\lambda_{e}),}$
Анетилен С.Н.	710.0	13,890	9.20
Аммиак NH ₂	1 084 6	9,220	3,60
Бензол СеНе	1 037 6	9,639	0,09
1.3-Буталиен С.Н.	1609.0	6 215	0,00
1-Бутен СаНа	<u>097</u> 0	10,787	0,13
Окись углерода СО	2 1 2 7	4 709	2,80
Тетрахлорметан ССІ	793 0	12,610	4,80
Этилен С.Н.	949 5	10,531	1 34
	950.0	10,526	1.70
Трихлорфторметан	847 0	11,806	4 40
CCl ₃ F (фреон-11)	1 084 6	9,220	1.24
Дихлордифторметан	920.8	10,860	11.00
CCl ₉ F ₉ (фреон-12)	923 0	10.834	3.68
Трифтортрихлорэтан	1 041 2	9,604	0.77
$C_2Cl_3F_3$,2	-,	,
Метан СН4	2 948 . 7	3,391	0,60
	3 057.7	3,270	2,00
Метанол СН ₃ ОН	1 033 5	9,676	0,89
Окись азота NO	1 900, 1	5,265	0,60
	1 917.5	5,215	0,67
Двуокись азота NO ₂	1 605.4	6,229	2,68
-	22311.0	0,448	0,20
Озон Оз	1 051.8	9,508	0,90
	1 052,2	9,504	0,56
	39425,0	0,254	12,00
Тетрахлорэтилен C ₂ Cl ₄	923,0	10,834	1,14
Пропан С ₃ Н ₈	2 948,7	3,391	0,80
Пропилен С ₃ Н ₆	1 647,7	6,069	0,09
Двуокись серы SO ₂	1 108,2	9,024	0,25
-	1 1 26,0	8,880	0,20
	2 4 9 9, 1	4,001	0,42
	33 330,0	0,300	1,00
Трихлорэтилен C ₂ HCl ₃	944,2	10,591	0,56
ллорвинил C ₂ H ₃ Cl	940,0	10,638	0,40
		1	1

Измеренные	значения	сечений	поглошения	некоторых	r2308
nomepennae	SHATCHAA	CCACDMM	поглощения	пскоторых	1 4300

атмосферных газов указаны на рисунке. Видно, что информативные участки для зондирования расположены в основных окнах прозрачности атмосферы. Сильные полосы поглощения становятся информативными только в верхних слоях атмосферы, где концентрация поглощающих молекул достаточно мала, а линии поглощения достаточно узки. Согласно рис. 1.1, основными поглощающими газами незагрязненной атмосферы является водяной пар (H_2O), углекислый газ (CO_2) и озон (O_3). В нижней атмосфере концентрации загрязняющих газов в промышленных центрах могут существенно превышать фоновые значения. Эти газы наиболее активны в поглощении в средней ИК-области спектра.

В табл. 1.2 приведены значения сечений поглощения некоторых важных индустриальных газов, измеренные при атмосферном давлении [31], на длинах волн λ_e (в таблице представлены также соответствующие им значения спектральных частот v_e).

1.2.2. Флуоресценция

Флуоресценция представляет собой двухступенчатое фотонное взаимодействие, состоящее в поглощении отдельного фотона с частотой v_{ij} с последующим спонтанным испусканием фотона с частотой v_{jk} . При этом спектральное сечение флуоресценции описывается выражением

$$\sigma_f(\lambda_{jk}, \lambda_{ij}) = \sigma_a(\lambda_{ij}) \eta_f(\lambda_{jk}, \lambda_{ij}), \qquad (1.15)$$

где σ_a — сечение поглощения; $\eta_f(\lambda_{jk}, \lambda_{ij})$ — квантовая эффективность, зависящая от коэффициента тушения Q_f и спектральной формы линии флуоресценции $L_f(\lambda_{ik})$:

$$\eta_f(\lambda_{jk}, \lambda_{ij}) = Q_f L_f(\lambda_{jk}). \tag{1.16}$$

Здесь Q_f указывает на соотношение излучательных и столкновительных переходов и задается формулой Штерна — Фольмера

$$Q_f = \frac{\gamma_R}{\gamma_R + \gamma_Q} = \frac{1}{1 + \sum_m q_m P_m},$$
 (1.17)

где q_m — коэффициент тушения излучающей молекулы в столкновениях с атмосферными составляющими с индексом *m*, обладающими парциальным давлением P_m ; γ_Q — полуширина тушения флуоресценции; γ_R — полуширина радиационного распада *j*-го возбужденного состояния, а $L_f(\lambda_{ik})$ характеризует эффективность излучательного перехода во всей полосе флуоресценции, т. е.

$$L_{f}(\lambda_{jk}) = A_{jk}/\gamma_{R} = A_{jk} \Big/ \sum_{i < j} A_{ji}, \qquad (1.18)$$

где A_{ji} и A_{jk} — вероятности излучательных переходов.

Поскольку

$$\sum_{i \leqslant k < j} L_j(\lambda_{jk}) = \sum_{i \leqslant k < j} A_{jk}/\gamma_R = 1, \qquad (1.19)$$

полное сечение флуоресценции может быть выражено, как

$$\sigma_f(\lambda_{ij}) = \sigma_a(\lambda_{ij}) Q_f, \qquad (1.20)$$

а соответствующее дифференциальное сечение с учетом изотропности флуоресценции в условиях тушения, как

$$\frac{d\sigma_f(\lambda_{ij})}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi} \sigma_f(\lambda_{ij}).$$
(1.21)

При атмосферном давлении, как правило, $Q_f \ll 1$ [31]. Снижение атмосферного давления с высотой способствует увеличению интенсивности флуоресценции за счет уменьшения фактора тушения.

В атомах или простых молекулах спектр флуоресценции носит дискретный характер с частотами переизлученных фотонов, равными или меньшими частоты поглощенного фотона. Такую флуоресценцию обычно называют резонансной. В верхней мезосфере и термосфере, где локализуются слои атомных и ионных паров металлов (Na, K, Ca, Ca⁺ и т. д.), резонансная флуоресценция приобретает черты резонансного рассеяния. В [8] приведено простое выражение для дифференциального сечения резонансного рассеяния

$$\left(\frac{d\sigma_r}{d\Omega}\right)_D = 6 \cdot 10^{-4} f \lambda_0 \sqrt{\frac{\mu_a}{2RT}},$$
 (1.22)

где f — сила осциллятора; λ_0 — длина волны в сантиметрах, соответствующая центру доплеровской линии резонансного поглощения в атомах или ионах металлов; μ_a — масса атома или иона; R — газовая постоянная. В табл. 1.3 из [8] приведены линии резонансного рассеяния различных атмосферных составляющих, которые могут быть использованы для лазерного зондирования верхней атмосферы, даны измеренные для них сечения резонансного рассеяния при разных температурах T.

В сложных молекулах с развитой энергетической структурой возбуждение от поглощенного фотона лазерного излучения за счет соударений с атомами и молекулами атмосферного воздуха перераспределяется по разным уровням в результате безизлучательных переходов. Этот процесс обычно приводит к широкополосной флуоресценции, имеющей почти непрерывный спектр. Еще более сложным и широким спектром флуоресценции обладают люминисцирующие аэрозоли. Как правило, люменисценция аэрозолей является паразитным фоновым эффектом, затушевывающим полезную информацию о сигналах резонансной флуоресценции в нижних слоях атмосферы.

Составляю- щая атмо- сферы	Длина волны ^λ 0, нм	Темпе- ратура Т,К	σ _г , см²/ср	Составляю- щая атмо- сферы	Длина волны ^λ 0, нм	Темпе- ратура Т, К	σ _r , см²/ср
Na	589,0	300 166 200	9,8.10 ⁻¹³ 1,2.10 ⁻¹² 6,1.10 ⁻¹³	N N O	821,6 493,5 777,5	166 166 166	5,8·10 ⁻¹³ 1,8·10 ⁻¹⁴ 8,8·10 ⁻¹³
К	589,6 766,5	166 300 166	$\begin{array}{c} 6, 6 \cdot 10^{-13} \\ 1, 7 \cdot 10^{-12} \\ 3, 0 \cdot 10^{-12} \end{array}$	He	436,8 297,2 1083,0	166 200 —	$3, 4 \cdot 10^{-15}$ $5, 9 \cdot 10^{-23}$ $1, 59 \cdot 10^{-13}$
**	769,9	200 166 200	$1, 1 \cdot 10^{-12} \\ 1, 7 \cdot 10^{-12} \\ 5, 7 \cdot 10^{-13} \\ 5, 7 \cdot 10^{-14}$	$\begin{array}{c} N_2 \ (0,0) \\ N_2 \ (1,0) \end{array}$	388,9 1051,0 885,0	260 *	$8,0\cdot10^{-15}$ $6,0\cdot10^{-18}$ $3,2\cdot10^{-17}$
Hg Cd	257,3 326,1 228,8	300 300 300	$5, 1 \cdot 10^{-13}$ 3,5 \cdot 10^{-15} 1, 5 \cdot 10^{-13}	$ \begin{array}{c} N_2 & (2,0) \\ N_2 & (3,0) \end{array} $	748,4 682,4	166 166	$4, 2 \cdot 10^{-13}$ $3, 0 \cdot 10^{-13}$
Pb Li	283,3 670,8	300 200	$5,7\cdot 10^{-13}$ 4,2\cdot 10^{-13}	N_2^+ (0,0)	391,4	166	$3,5 \cdot 10^{-14}$
Mg Ca Ca ⁺	285,2 422,7 393 4	200 200 200	$8, 2 \cdot 10^{-13}$ $1, 6 \cdot 10^{-12}$ $5, 7 \cdot 10^{-13}$	N_2^+ (0,0) N_2^+ (1,0)	358,2	260 ·	$3,4\cdot10^{-14}$
Ba	396,6 553,6	200 200	$2,8\cdot10^{-13}$ $3,0\cdot10^{-12}$	N_2^+ (3,0)	687,2	166	$3, 1 \cdot 10^{-13}$
Ba ⁺ Al	455,4 394,4	200 200 200	$7,9.10^{-14}$	N_2^+ (1,0)	918,0	260 *	3 ,8•10 ⁻¹⁷
Cs	361,2	200	$1,2\cdot10^{-12}$	NO NO	868,3 789,8	166 166	10^{-14} 10^{-14}
		I					

Поперечные сечения резонансного рассеяния σ_r для некоторых составляющих атмосферы [8]

Примечание. В скобках для молекул даны колебательные квантовые числа υ' , υ'' ; звездочкой отмечены случаи для ширины линии лазерного излучения $\Delta \lambda_e = 1$ нм.

1.2.3. Молекулярное рассеяние света

Теория молекулярного рассеяния света Кабанна — Рэлея дает следующее выражение для коэффициента объемного рассеяния в газах [10, 28, 29, 35]:

$$\sigma_R(\lambda) = \frac{8\pi^3 (m^2 c - 1) (6 + 3\Delta)}{3N\lambda^4 (6 - 7\Delta)}, \qquad (1.23)$$

где N — число молекул в единице объема; m_c — показатель преломления среды; λ — длина волны излучения; Δ — фактор деполяризации рассеянного излучения (для молекул воздуха $\Delta \approx 0,35$). Из (1.23) следует, что по известному значению $\sigma_R^0(\lambda_0)$ на некоторой длине волны λ_0 при давлении и температуре атмосферы P_0 и T_0 можно определить $\sigma_R(\lambda)$ для любых λ , P и T по формуле

$$\sigma_R(\lambda) = \sigma_R^0(\lambda_0) \frac{P_0}{P} \frac{T}{T_0} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4.$$
(1.24)

Поперечные сечения молекулярного рассеяния для диапазона 0,2... 20 мкм рассчитаны Пендорфом [53], высотные профили коэффициентов молекулярного рассеяния можно найти в работах [10, 28, 29]. Так, например, на длине волны $\lambda = 0,55$ мкм поперечное сечение молекулярного рассеяния для атмосферного воздуха при нормальных условиях (P_0 и T_0) составляет 4,56 · 10⁻²⁷ см².

Нормированная матрица молекулярного рэлеевского рассеяния для непоглощающих газов достаточно проста и имеет вид

$$\hat{f}(\varphi) = \frac{3}{4+3\Delta} \begin{vmatrix} 1+\cos^2\varphi + \Delta & -\sin^2\varphi & 0 & 0\\ -\sin^2\varphi & 1+\cos^2\varphi & 0 & 0\\ 0 & 0 & 2\cos\varphi & 0\\ 0 & 0 & 0 & 2\cos\varphi \end{vmatrix},$$
(1.25)

а индикатриса молекулярного рассеяния

$$l(\varphi) = f_{11}(\varphi) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \varphi)$$
 (1.26)

симметрична относительно плоскости, перпендикулярной к направлению падающего светового пучка и проходящей через центр рассеивающего объема. Коэффициенты общего σ_R и обратного молекулярного рассеяния $\sigma_{R, \pi}$ связаны соотношением

$$\sigma_{R,\pi}(\lambda) = 0,119\sigma_{R}(\lambda). \tag{1.27}$$

Выражение (1.27) можно использовать для определения $\sigma_R(\lambda)$ по измеренным значениям $\sigma_{R, \pi}(\lambda)$, что, в свою очередь, дает возможность дистанционно определять плотность атмосферного воздуха.

При молекулярном рассеянии происходит некоторое уширение спектра излучения (вследствие эффекта Доплера) по сравнению со спектром излучения источника. Однако в целом, в условиях земной атмосферы частотное смешение спектра относительно мало [10, 28].

1.2.4. Комбинационное рассеяние света

Комбинационное рассеяние сопровождается обменом энергией электромагнитной волны с внутренней колебательно-вращательной энергией молекул. Поэтому частотный спектр комбинационного рассеяния представлен набором линий, смещенных относительно частоты падающего излучения в ту или иную сторону на величину, равную собственным частотам взаимодействующих молекул [28, 31]. Рассмотрим условия и механизм появления спонтанного комбинационного рассеяния (СКР).

При взаимодействии молекулы со световой волной $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \omega t$ в ней индуцируется дипольный момент

$$\mathbf{P}(t) = \alpha \mathbf{E}(t), \qquad (1.28)$$

где α— поляризуемость молекулы, зависящая от колебательных координат q_i [5]. В предположении о малости колебаний справедливо

$$\alpha (q_i) = \alpha_0 + (\partial \alpha / \partial q_i)_0 q_i + \dots \qquad (1.29)$$

Из (1.28) и (1.29) при допущении, что имеют место гармонические колебания $q_i = q_i^0 \cos (\omega_i t + \delta_i)$, получим

$$\mathbf{P}(t) = \alpha_0 \mathbf{E}_0 \cos \omega t + \frac{1}{2} (\partial \alpha / \partial q_i) \mathbf{E}_0 q_i^0 \cos \left[(\omega - \omega_i) t + \delta_i \right] + \frac{1}{2} (\partial \alpha / \partial q_i)^0 \mathbf{E} q_i^0 \cos \left[(\omega - \omega_i) t + \delta_i \right].$$
(1.30)

Таким образом, в спектре рассеянного излучения в результате модуляции колебаний индуцированного дипольного момента появляются смещенные частоты $\omega - \omega_i$ (стоксово смещение) и $\omega + \omega_i$ (антистоксово смещение).

Если разложение (1.29) продолжить, то члены, содержащие q_i^2 , q_i^3 , ..., приведут к появлению в спектре обертонов, а для молекул, имеющих более чем одну колебательную координату, члены разложения вида $(\partial \alpha / \partial q_i \partial q_R)_0 q_i q_k$ обусловят наличие в спектре составных частот.

При учете анизотропии рассеивающей молекулы вместо (1.28) нужно пользоваться более общим соотношением

$$P_i = \sum \beta_{ik} E_k, \qquad (1.31)$$

где P_i и E_k (*i*, k = x, y, z) — компоненты векторов **Р** и **Е** в системе координат, жестко связанной с молекулой, а совокупность величин β_{ik} образует матрицу

$$\begin{pmatrix} \beta_{11} & \beta_{12} & \beta_{13} \\ \beta_{21} & \beta_{22} & \beta_{23} \\ \beta_{31} & \beta_{32} & \beta_{33} \end{pmatrix}, \qquad (1.32)$$

определяющую тензор рассеяния $\tilde{\beta}$. В системе координат, оси которой направлены по главным осям инерции молекулы, тензор $\tilde{\beta}$ можно представить в виде

$$\tilde{\beta} = \tilde{s} + \tilde{a}$$

или

$$(\beta_{ik}) = \begin{vmatrix} \beta_1 & 0 & 0 \\ 0 & \beta_2 & 0 \\ 0 & 0 & \beta_3 \end{vmatrix} + \begin{vmatrix} 0 & a_{12} & a_{13} \\ -a_{12} & 0 & a_{13} \\ -a_{13} & -a_{23} & 0 \end{vmatrix},$$
(1.33)

где

$$\beta_i = \beta_{ii}, \ a_{ik} = \frac{1}{2} (\beta_{ik} - \beta_{ki}).$$

26

Из компонент тензоров ї и а образуем три величины:

$$\beta_c = \frac{1}{3} \left[\sum_i \beta_i \beta_i^* + \sum_{i \neq k} \left(\beta_i \beta_k^* + \beta_k \beta_i^* \right) \right], \qquad (1.34)$$

$$\gamma^{2} = \frac{1}{3} \left[2 \sum_{i} \beta_{i} \beta_{i}^{*} - \sum_{i \neq k} (\beta_{i} \beta_{k} + \beta_{k} \beta_{i}^{*}) \right], \qquad (1.35)$$

$$\beta_a = 2 \sum_{i < k} a_{ik} a_{ik}^*. \tag{1.36}$$

Здесь β_c и γ^2 — средняя поляризуемость и анизотропия молекулы. Осциллирующий диполь (1.31) определяет рассеянное поле, интенсивность которого выражается как

$$dI = \frac{1}{4\pi c^3} \left| \left[\ddot{\mathbf{P}} \mathbf{n}_{r} \right] \right|^2 d\Omega, \qquad (1.37)$$

где п' — единичный вектор в направлении рассеяния. Если выбрать лабораторную систему координат X, Y, Z таким образом, чтобы вектор E лежал в плоскости X, Z, вектор п' был направлен по оси Z, то, полагая $\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 e^{i\omega' t}$, из (1.37) получим

$$dI = \frac{\omega'}{4\pi c^3} \left(P_x P_x^* + P_y P_y^* \right) d\Omega = I_x \, d\Omega + I_y \, d\Omega. \tag{1.38}$$

Отношение

$$\overline{\rho} = I_y / I_x \tag{1.39}$$

называется степенью деполяризации рассеянного света.

Соотношение (1.31) дает соединение векторов поля и поляризации в системе координат, жестко связанной с молекулой. Аналогичная формула для компонент в лабораторной системе может быть записана, как

$$P_{\alpha} = \sum_{\beta} E_{\beta} \sum_{ik} \beta_{ik} n_{i\alpha} n_{\natural\beta}, \qquad (1.40)$$

где $n_{i\alpha}$, $n_{k\beta}$ — направляющие косинусы между осями подвижной (x, y, z) и лабораторной (X, Y, Z) систем координат. После подстановки (1.40) в (1.38) и усреднения по направляю-

После подстановки (1.40) в (1.38) и усреднения по направляющим косинусам получаются следующие выражения [40]:

$$dI(\beta_c) = \frac{I_{00}'}{15c^3} \cdot 5\beta_c \sin^2 \theta \, d\Omega, \qquad (1.41)$$

$$dI(\gamma^{2}) = \frac{I_{0}\omega'^{4}}{15c^{3}} \cdot \frac{1}{2} \gamma^{2} (6 + \sin^{2}\theta) d\Omega, \qquad (1.42)$$

$$dI(\beta_0) = \frac{I_{0}\omega'^4}{15c^3} \cdot \frac{5}{3} \beta_a (1 + \cos^2 \theta) \, d\Omega, \qquad (1.43)$$

где $I_0 = E^2/4\pi$ — интенсивность падающего света; θ — угол между векторами п' и Е. Принято называть три составляющие (1.41)...

(1.43) изотропным, анизотропным и антисимметричным рассеянием.

Из (1.41)... (1.43) следует выражение для эффективного сечения комбинационного рассеяния

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\omega^{\prime\prime}}{15c^4} \Big[15\beta_c \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \gamma^2 \left(6 + \sin^2 \theta\right) + \frac{5}{2} \alpha_a \left(1 + \cos^2 \theta\right) \Big].$$
(1.44)

Если проинтегрировать (1.44) по $d\Omega = \sin \theta d \, \theta d\phi$, получим

$$\sigma = \frac{8\pi\omega^{\prime 4}}{9c^4} \left(\beta_c + \gamma^2 + \beta_a\right). \tag{1.45}$$

Связь элементов матрицы рассеяния с характеристиками молекулярных переходов дается формулами квантовой механики. Так, для процесса рассеяния, при котором молекула совершает переход из колебательного состояния 0 в колебательное состояние k основного электронного состояния, имеет место равенство [43]

$$(\beta_{\rho\sigma})_{0k} = \frac{1}{\hbar} \sum_{e} \sum_{v} \left[\frac{(M_{\sigma})_{ev}^{00} (M_{\rho})_{ev}^{0k}}{v_{ev}^{0k} - v + \frac{1}{2} i \gamma_{ev}} + \frac{(M_{\sigma})_{ev}^{0k} (M_{\rho})_{ev}^{00}}{v_{ev}^{0k} + v + \frac{1}{2} i \gamma_{ev}} \right], \quad (1.46)$$

где 00, ev, 0k — исходное, промежуточное и конечное электронноколебательные состояния; M_{ρ} и M_{σ} — компоненты вектора дипольного момента; γ_{ev} — константа затухания состояния ev; v_{ek}^{ok} частота перехода $0k \rightarrow ev$; $\hbar = h/2\pi$, где h — постоянная Планка.

Правила отбора для переходов комбинационного рассеяния двухатомных и линейных молекул имеют вид: $\Delta v = 0, \pm 1$ и $\Delta J = 0, \pm 2$, где v и J — колебательное и вращательное квантовые числа соответственно. Переходы с $\Delta v = 0, \Delta J = \pm 2$ соответствуют чисто вращательному, а переходы с $\Delta v = \pm 1$ и $\Delta J = 0, \pm 2$ — колебательно-вращательному комбинационному рассеянию. Переходы с $\Delta J = 0$ и $\Delta v = 0$ соответствуют рэлеевскому молекулярному рассеянию. Совокупность линий, образованных переходами с $\Delta J =$ $= -2, \Delta J = 0, \Delta J = +2$, называют соответственно 0-, Q- и S-ветвями колебательно-вращательного спектра СКР.

В качестве примера на рис. 1.2 показано теоретическое распределение типичного колебательно-вращательного спектра комбинационного рассеяния молекулы N₂ при температуре 300 К. По оси абсцисс отложены значения частотного сдвига в стоксовой области [28], по оси ординат — значения дифференциального сечения рассеяния при возбуждении излучением длиной волны 337,1 нм. На этом рисунке, представляющем колебательный переход $\Delta v = 0 \rightarrow 1$, все линии Q-ветви изображены неразрешенными, так как они расположены очень близко друг к другу и могут быть разрешены лишь методами спектроскопии высокого разрешения. Линин S- и Q-ветвей энергетически хорошо разделены и проявляются в виде боковых полос по обе стороны интенсивной Q-ветви. На рис. 1.3 изображен рассчитанный спектр чисто вращательного комбинационного рассеяния на молекулах N_2 при температуре 300 К, возбуждаемый также излучением с длиной волны 337,1 нм.

Две Q- и S-ветви этого спектра также расположены симметрично по обе стороны от центральной линии рэлеевского рассеяния.

Рисунок 1.4 схематически изображает стоксовы ветви спектра КР атмосферных и некоторых наиболее важных загрязняющих ат-

Рис. 1.2. Типичный спектр колебательно-вращательного комбинационного рассеяния на молекулах азота для температуры 300 °К (теоретическое распределение) при возбуждении излучением с длиной волны 337,1 нм.



мосферу газов. Этот рисунок иллюстрирует также возможность одновременного контроля сразу многими газовыми примесями. Существенной особенностью и одной из главных трудностей

в практической реализации метода КР является малое значение



 $(d\sigma/d\Omega)_{\pi}$. В видисечений диапазоне длин волн MOM сечения имеют порядок величины 10⁻²⁹... 10⁻³¹ см²/ср. приводит ЧТО K значениям коэффициента обратнорассеяния ГΟ на озоне см--3) $(N \sim 10^{19})$ 10-11... 10⁻¹³ см⁻¹ · ср⁻¹, или примерно на 3 порядка величины меньше, чем коэффициенты обратного молекулярного рассеяния. Этот недоста-TOK в определенной мере устраним, если использо-

Рис. 1.3. Рассчитанный спектр чисто вращательного комбинационного расселния на молекулах азота при температуре 300 К, при возбуждении излучением с длиной волны 337,1 нм. вать следующую из формул (1.45) зависимость сечения рассеяния от λ_0^{-4} , где λ_0 — длина волны возбуждения. В силу данной зависимости наибольшие значения сечений будут получаться, если возбуждение исследуемого объема осуществляется в УФ-области спектра, причем одновременно обеспечивается возможность работы в «солнечно-слепой» области спектра, т. е. области, в кото-



Рис. 1.4. Схематическое изображение стоксовой ветви спектра КР некоторых газов природного и индустриального происхождения.

рой полоса Хартли озона (см., например, [42]) полностью или частично экранирует поток солнечного УФ-излучения. Еще одно преимущество выбора источников возбуждения в УФ-области связывается с наличием резонансных эффектов в комбинационном рассеянии [43].

1.2.5. Рассеяние и поглощение аэрозолями

Рассеяние оптических волн в атмосфере существенно зависит от пространственных и временных вариаций макроскопических частиц вещества, взвешенных в воздухе.

Теория рассеяния электромагнитных волн аэрозольными частицами в приближении диэлектрических сфер (теория Ми) подробно изложена в монографиях [4, 7]. На ее основе можно получить выражение для объемного коэффициента рассеяния при заданной длине волны

$$\sigma_{p}(\lambda) = N_{a} \int_{0}^{\infty} \bar{n} a^{2} K_{p}(a, m, \lambda) f(a) d(a), \qquad (1.47)$$

где N_a — число частиц в единице объема; $K_p(a, m, \lambda)$ — фактор эффективности рассеяния излучения на частице радиусом a; f(a) — функция распределения частиц по размерам. Фактор эффективности K_p зависит от длины волны падающего излучения, размера частицы и ее показателя преломления. Аналогичные выражения записываются для объемных коэффициентов поглощения $\sigma_n(\lambda)$ и ослабления $\sigma_0(\lambda)$, соответственно под интегралом вместо $K_p(a, m, \lambda)$ стоят факторы эффективности поглощения $K_n(a, m, \lambda)$ и ослабления $K_0(a, m, \lambda)$. При этом $\sigma_p(\lambda) + \sigma_n(\lambda) = \sigma_0(\lambda)$.

Угловое распределение интенсивности рассеянного излучения частицей (индикатриса рассеяния) выражается через первые и вторые производные полиномов Лежандра *n*-го порядка с аргументом соз γ (γ — угол рассеяния). В отличие от молекулярного рассеяния, значения энергии, рассеянной частицей в переднюю и заднюю полусферы, не одинаковы. Соответственно индикатриса рассеяния асимметрична. С увеличением относительного размера частицы коэффициент асимметрии, определяемый как отношение энергии, рассеянной в переднюю и заднюю полусферы, увеличивается.

Обычно полагают, что аэрозольные частицы имеют сферическую форму и изотропны. Это допущение, вообще говоря, приемлемо для «влажных» частиц дымки, тумана, облачных и дождевых капель, отвечающих за большинство случаев рассеяния в атмосфере [29], которые, следовательно, могут описываться теорией Ми. В случае пылевых частиц, ядер конденсации и индустриального аэрозоля для строгого количественного описания теория Ми не годится. Подробное изложение вопросов оптики атмосферного аэрозоля содержится в монографии [14].

Как известно, поглощение оптического излучения определяется значением мнимой части показателя преломления аэрозольного вещества к. При $\varkappa \rho < 0,1$ поглощение света веществом «прозрачной» частицы практически не влияет на коэффициент рассеяния, а суммарный коэффициент ослабления пропорционален \varkappa , причем коэффициент пропорциональности зависит от $\rho = 2\pi a/\lambda$. Поэтому поглощение излучения оптического диапазона длин волн от 0,3 до 13 мкм конденсированной водой существенно только в облаках и крупнокапельных туманах. В дымках и туманных дымках, где в коротковолновой области спектра $\rho < 15$ ($\lambda = 0,3...4$ мкм) и в длинноволновой $\rho < 1$ ($\lambda \ge 8$ мкм) поглощение зависит, прежде всего, от концентрации твердых частиц, обладающих весьма сильными полосами молекулярного поглощения [14].

При кр >0,1 увеличение к начинает уже существенно сказываться на коэффициентах Френеля, вследствие чего возрастает отражение света частицей и быстро убывает проникающее в нее поле. Последнее, естественно, сказывается на угловом ходе элементов матрицы рассеяния и, в частности, на значении лидарного отношения.

Поскольку грубодисперсная и субмикронная фракции аэрозоля в силу различной их природы имеют разнесенные по спектру полосы поглощения, то различен и вклад этих фракций в поглощение оптического излучения в диапазоне 0,3... 12 мкм. В коротковолновой области спектра за поглощение ответственны частицы радиусом 0,05... 0,5 мкм [35, 36, 38], в инфракрасном диапазоне, в окнах прозрачности аэрозольное поглощение определяется как частицами субмикронной фракции [10, 13], так и пылевыми частицами [17, 33].

Наиболее интересным параметром, характеризующим эффективность работы лидара в аэрозольной атмосфере, является вероятность выживания кванта $\Lambda = \sigma/(\sigma + \sigma_a)$. На основе анализа имеющихся данных о величине Λ для реального аэрозоля авторами сделан вывод, что в атмосферных дымках на $\lambda = 0,55$ мкм величина Λ близка к значению 0,9. Среднее значение коэффициента поглощения при этом равно $5 \cdot 10^{-2}$ км⁻¹.

Проблеме оптических моделей атмосферного аэрозоля посвящен том 2 серии «Современные проблемы атмосферной оптики» [17]. Там, в частности, показано, что для фонового аэрозоля в приземном слое атмосферы наиболее характерны значения коэффициентов ослабления σ обратного рассеяния β_{π} и вероятности выживания кванта Λ , приведенные в табл. 1.4.

Таблица 1.4

	λ, мкм							
Характеристика	0,53	0,6943	1,06	10,6				
$\sigma \ \beta_{\pi} \ \Lambda$	$6,92 \cdot 10^{-2} 7,41 \cdot 10^{-3} 7,47 \cdot 10^{-1}$	$\begin{array}{c} 6,30\cdot10^{-2} \\ 6,89\cdot10^{-3} \\ 7,46\cdot10^{-1} \end{array}$	$5,55 \cdot 10^{-2} \\ 1,04 \cdot 10^{-2} \\ 7,58 \cdot 10^{-1}$	$\begin{array}{c} 6,42 \cdot 10^{-2} \\ 3,02 \cdot 10^{-3} \\ 6,53 \cdot 10^{-1} \end{array}$				

Характерные значения коэффициентов ослабления σ, обратного рассеяния β_π и вероятности выживания кванта Λ [17]

1.2.6. Нелинейные эффекты

С помощью импульсных лазерных источников удается достигать высоких плотностей мощности лазерного излучения, при этом эффекты взаимодействия лазерного излучения с атмосферой приобретают нелинейный характер, когда сечения взаимодействий начинают зависеть от мощного лазерного излучения. Самыми низкими пороговыми значениями в чистой атмосфере, порядка 10⁷... 10⁸ Вт/см², обладают спектроскопические нелинейные эффекты [10], при достижении плотностей мощности 10¹³... 10¹⁵ Вт/см² происходит оптический пробой газов [10]. Запыленность атмосферы существенно снижает пороговые условия пробоя. При промежуточных значениях плотности мощности лазерного излучения наблюдается большое разнообразие нелинейных эффектов взаимодействия мощного лазерного излучения с атмосферой. Наиболее полно эффекты рассмотрены в монографиях [11, 12, 16].

При лазерном дистанционном зондировании атмосферы реализуемые плотности мощности зондирующих импульсов обычно много меньше пороговых значений, поскольку лазерные пучки, направляемые по трассе зондирования в атмосферу, как правило, предварительно расширяют в коллиматорах для получения узкой диаграммы направленности, необходимой, во-первых, для более высокой избирательности исследуемых атмосферных объемов на конце трассы зондирования и, во-вторых для снижения фоновых засветок в приемной оптической системе, поле зрения которой выбирается в соответствии с расходимостью лазерного пучка. Одновременно с традиционными схемами лазерного зондирования за последнее десятилетие успешно развиваются методы, в которых используются нелинейные эффекты, существенно расширяющие возможности лазерного зондирования различных параметров атмосферы, включая загрязняющие ее компоненты.

1.3. Прозрачность атмосферы для лазерного излучения

1.3.1. Распространение лазерного излучения в атмосфере

Распространяясь в атмосферном канале, лазерное излучение испытывает энергетическое ослабление за счет его поглощения атомами, молекулами и аэрозолями, а также изъятия части энергии за пределы канала при рассеянии на молекулах и аэрозолях. Под коэффициентом ослабления атмосферного канала распространения излучения с частотой v в направлении *z* понимают коэффициент пропорциональности в законе Бугера — Бэра, который в дифференциальной форме для плоской волны записывается в виде

$$dI(v) = -I(v) \alpha(z, v) dz, \qquad (1.48)$$

где dI(v) — изменение интенсивности I(v) в Вт/см² при прохождении элементарного слоя среды dz; $\alpha(z, v)$ — объемный коэффициент ослабления, измеряемый в см⁻¹, м⁻¹ или км⁻¹. Он является количественной мерой всех видов взаимодействия, вносящих вклад в ослабление лазерного излучения в слое dz, и может быть представлен в виде суммы

$$\alpha = \alpha_{\rm p} + \alpha_{\rm n}, \tag{1.49}$$

где ар и ап — объемные коэффициенты рассеяния и поглощения.

Коэффициент α_p, в свою очередь, определяется рассеянием на аэрозолях α_{pa} и молекулах воздуха α_{pm}:

$$\alpha_{\rm p} = \alpha_{\rm pa} + \alpha_{\rm pm}, \qquad (1.50)$$

а α_{n} — резонансным поглощением молекулами воздуха α_{np} , нерезонансным молекулярным (континуальным) поглощением α_{nh} и аэрозольным поглощением α_{na} :

$$\alpha_{\rm n} = \alpha_{\rm np} + \alpha_{\rm nu} + \alpha_{\rm na}. \tag{1.51}$$

Если известно число рассеивающих или поглощающих центров в единице объема $N_i(z)$, то при выполнении условия линейного взаимодействия соответствующие коэффициенты $\alpha_{ik}(v, z)$ можно представить в виде

$$\alpha_{ik}(z, v) = N_i(z) \sigma_{ik}(z, v), \qquad (1.52)$$

где $\sigma_i(z, v)$ — сечение того или иного вида взаимодействия (обычно в см²).

Интегральное ослабление излучения, прошедшего в атмосфере расстояние $\Delta z = z_2 - z_1$, может быть получено из (1.48) путем интегрирования:

$$I(v, z_2) = I(v, z_1) \exp\left\{-\int_{z_1}^{z_2} \alpha(v, z) dz\right\}.$$
 (1.53)

Здесь экспонента характеризует спектральную прозрачность или спектральное пропускание атмосферного слоя

$$T(v, \Delta z) = I(v, z_2)/I(v, z_1), \qquad (1.54)$$

а показатель степени экспоненты определяет оптическую толщу слоя

$$\tau(v, \Delta z) = \int_{z_1}^{z_2} \alpha(v, z) dz. \qquad (1.55)$$

Выражение для спектральной прозрачности атмосферы справедливо для идеального случая, когда ширина линии излучения источника Δv_e полагается равной 0. Спектр излучения реальных лазерных источников, естественно, имеет конечную ширину $\Delta v_e \neq 0$. Если в пределах спектрального интервала Δv_e коэффициент ослабления нельзя считать постоянным, то при лазерном зондировании регистрируется уже не спектральная прозрачность атмосферы, а функция пропускания, искаженная действием аппаратурной функции источника J (v-ve), которая характеризует форму контура линии излучения с центром ve. Наиболее сильное проявление этого факта имеет место, когда измеряется пропускание атмосферного канала в районе селективных линий поглощения атмосферных газов, спектральные ширины которых ΜΟΓΥΤ быть сравнимы или уже линии лазерного излучения. При этом регистрируемая прозрачность T'(ve, z) описывается интегралом свертки

$$T'(v_e, z) = \int_{-\infty}^{\infty} J(v - v_e) T(v, z) dv.$$
(1.56)

Для многих лазерных источников, например твердотельных или газовых малого давления, форма контура линии излучения описывается гауссовым распределением [1]. В этом частном случае выражение (1.56) примет вид

$$T'(\mathbf{v}_e, z) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{4}{\Delta \mathbf{v}_e^2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_e)^2 \ln 2}{\Delta \mathbf{v}_e^2}\right] T(\mathbf{v}, z) d\mathbf{v}. \quad (1.57)$$

1.3.2. Учет поляризационных эффектов при распространении лазерного излучения в атмосфере

Состояние поляризации произвольного светового пучка принято описывать четырьмя параметрами S_i (i=1, 2, 3, 4), впервые предложенными Стоксом. Каждый из них представляет собой линейную комбинацию квадратичных характеристик электромагнитного поля и может быть непосредственно измерен в эксперименте [35]. Все параметры Стокса S_i можно рассматривать как компоненты единого единичного вектора **S** в четырехмерном пространстве [7, 17, 34].

В общем случае (при учете поляризационных эффектов в анизотропной среде) вместо уравнения (1.48) для интенсивности следует использовать аналогичное соотношение для параметров Стокса [34]

$$dS_{i} = -\sum_{j=1}^{4} \alpha_{ij}^{t} S_{j} dz, \qquad (1.58)$$

где $\|\alpha_{ij}^t\|$ — матрица экстинкции (*i*, *j*=1, 2, 3, 4), которая для изотропной среды выражается в скаляр — коэффициент ослабления α_t .

Элементарный акт рассеяния определяется как линейное преобразование вектора Стокса падающего светового пучка S₀ в вектор Стокса рассеянного пучка S [35, 34]:

$$\mathbf{S} = \widehat{D}\mathbf{S}_0. \tag{1.59}$$

Оператор \hat{D} называется матрицей рассеяния и в случае произвольной среды содержит 16 отличных от нуля элементов. Компоненты матрицы D_{ij} являются функциями микрофизических параметров рассеивающего объема и зависят от направлений падающего и рассеянного пучков. В изотропной среде (в частности, вследствие хаотической ориентации анизотропных частиц) элементы матрицы зависят только от угла рассеяния у [35].

Физический смысл элементов матрицы рассеяния заключается в том, что они представляют собой объемные коэффициенты направленного рассеяния для составляющих вектора Стокса. Первый элемент D_{11} — коэффициент направленного светорассеяния, в изотропной среде удовлетворяет соотношению:

$$\alpha_s = \oint_{4\pi} D_{11} \, d\omega, \qquad (1.60)$$

где α_s — коэффициент рассеяния среды; $d\omega$ — элемент телесного угла рассеянного светового пучка. При выполнении (1.60) вместо матрицы $||D_{ij}(\gamma)||$ можно ввести нормированную матрицу рассеяния:

$$\|f_{ij}(\mathbf{y})\| = \frac{4\pi}{\alpha_s} \|D_{ij}(\mathbf{y})\|.$$
(1.61)

Элемент $f_{11}(\gamma)$ называется функцией рассеяния, а ее векторная диаграмма, изображающая зависимость f_{11} от угла рассеяния,— индикатрисой рассеяния. Из (1.62) и (1.63) следует условие нормирования для

$$\frac{1}{4\pi} \oint f_{11}(\mathbf{y}) \, d\omega = 1. \tag{1.62}$$

Поглощающие свойства среды удобно характеризовать относительными величинами: удельным поглощением $\varkappa_{\Pi} = \alpha_{\Pi}/\alpha_s$; вероятностью выживания кванта $\Lambda = \alpha_s/\alpha_t$. Весьма важным параметром аэрозольной среды является лидарное отношение

$$b = \frac{1}{4\pi} \Lambda f_{11}(\pi), \tag{1.63}$$

определяющее долю рассеянной («отраженной») назад энергии по сравнению с падающей на элементарный объем среды.

При решении многих задач лазерного зондирования аэрозольной атмосферы можно ограничиться тремя оптическими параметрами: $f_{11}(\gamma)$, α_s , α_t , но для описания поляризационных характеристик сигналов обратного рассеяния, которые несут богатую информацию о свойствах исследуемой среды [35, 34], необходимо иметь данные (в общем случае) о всех компонентах матрицы рассеяния $\|D_{ij}\|$ (для непоглощающих сред) или матрицы экстинкции $\|\alpha_{ij}^t\|$ (для сред с поглощением).

1.4. Информационная база для количественных оценок пропускания атмосферы

Для корректной оценки пропускания лазерного излучения атмосферой необходимо иметь информацию о физических и оптических моделях атмосферы, исходную информацию, на основе которой они создаются, а также соответствующие алгоритмы расчета с пакетами прикладных программ.
В настоящее время накоплена довольно обширная информация о температуре и давлении на разных высотах, а также сведения об их широтных и сезонных вариациях. Несколько более скудны сведения о высотном распределении водяного пара и озона в атмосфере, однако для тех атмосферных слоев, где концентрация H₂O и O₂ максимальны, накоплен достаточный экспериментальный материал, позволяющий выявлять закономерности распределения паров воды и озона в свободной атмосфере.

Для других малых газовых примесей атмосферы, таких как CO₂, CO, CH₄, N₂O, NO₂, O и др., характерны только эпизодические экспериментальные измерения их концентраций в различных слоях атмосферы. Для этих компонент активно разрабатываются методы математического моделирования, использование которых совместно с соответствующей обработкой накопленных экспериментальных данных, позволяет получать оценочные модели содержания МГС в различных слоях атмосферы.

Наиболее полной и удобной для решения задач дистанционного зондирования является модель [15], разработанная в Институте оптики атмосферы. В ней, кроме профилей температуры, давления, концентрации H₂O и O₃ для различных климатических зон, содержится информация о высотном распределении МГС (CO₂, CO, CH₄, N₂O, NO, NO₂), а также сведения об их стандартных отклонениях для различных высот.

Использование модели [15] является, по-видимому, наиболее перспективным при решении задач численного моделирования дистанционного лазерного зондирования, оценки пропускания атмосферы, обратных задач оптики атмосферы и др., когда требуются знания о распределении температуры и газовых компонент атмосферы.

1.4.2. Оптические модели атмосферы

Для количественной оценки пропускания атмосферы для лазерных источников необходимо иметь данные о коэффициентах аэрозольного ослабления, молекулярного рассеяния и резонансного молекулярного поглощения.

Наиболее широко используемой к настоящему времени является модель Макклатчи [51], содержащая сведения об аэрозольных и молекулярных коэффициентах рассеяния и поглощения для достаточно обширного набора длин волн лазерного излучения от 0,3371 до 337 мкм и пяти сезонных и широтных зон: тропической, летней и зимней среднеширотной, летней и зимней арктической. Сетка высот изменяется от 1 км в диапазоне 0... 25 км до 5 км для высот 25... 50 км. Вся информация в ней приводится для двух случаев, когда метеорологическая дальность видимости у поверхности Земли составляет 5 и 23 км. Функция распределения частиц по размерам в см⁻³·мкм⁻¹ предполагается одинаковой для всех моделей и задается в виде

$$f(r) = \begin{cases} 0 & r < 0.02 \text{ мкм и } r > 10 \text{ мкм,} \\ c_1 \cdot 10^1 & 0.02 \text{ мкм} \leqslant r \leqslant 0.01 \text{ мкм,} \\ c_1 r^4 & 0.1 \text{ мкм} \leqslant r \leqslant 10 \text{ мкм,} \end{cases}$$
(1.64)

который рекомендован Дейменджаном [7] для континентальной дымки.

Дальнейшим условием усовершенствования модели Мак-Клатчи является модель [50], созданная для расчетов пропускания атмосферы в диапазоне длин волн от 0,2 до 40 мкм, в интервале высот от 0 до 100 км. Эта модель охватывает большое количество атмосферных ситуаций: в ней даны сведения для $S_{\rm M}$ =50, 23, 10, 5, 2 км и значений относительной влажности U=0, 70, 80, 99 %, использованы континентальная, морская, тропосферная и городская модели аэрозоля. Распределение частиц по размерам соответствует суперпозиции двух логнормальных распределений, представляющих субмикронную фракцию фотохимического происхождения и мелкодисперсную пылевого.

В отличие от модели Мак-Клатчи, модель разработанная в Институте оптики атмосферы [26], специально адресована для целей моделирования лидарных измерений и поэтому имеет менее универсальный характер. В ней в качестве исходного материала выбраны результаты многочисленных экспериментов по определению микрофизических характеристик аэрозоля для длин волн 0,3... 15 мкм и интервала высот от 0 до 30 км. Соответствующие данные затем усреднялись, и на базе средних микрофизических величин рассчитывались оптические характеристики. Преимуществом модели [26] является то, что она содержит данные о лидарном отношении $g\pi(h, \lambda)$, определяющем обратнорассеянный сигнал, недостатком — все данные приведены только для континентального аэрозоля.

Этот недостаток устранен в следующем варианте оптической модели атмосферного аэрозоля [27], где приведены данные уже для нескольких типов аэрозолей (фоновой, городской, морской и т. д.). Эта модель достаточно удобна для численных оценок лидарного зондирования атмосферы.

1.4.3. Автоматизированные базы данных параметров спектральных линий поглощения атмосферных газов

Количественные данные о параметрах спектральных линий поглощения, таких как положение центров, интенсивностей и полуширин, а также значение энергии нижнего состояния поглощающего перехода, дают возможность рассчитывать коэффициенты поглощения атмосферных газов, решать различные прикладные задачи, связанные с распространением лазерного излучения и анализом газового состава воздуха спектроскопическими методами. В связи с этим в последние годы проявляется возрастающий интерес к получению экспериментальных и расчетных массивов спектральных параметров линий поглощения газов атмосферы.

Наиболее полным на данный момент является банк данных GEISA [46], созданный в 1984 г. во Франции, и атлас спектральных линий JPL (США). Банк данных GEISA записан на магнитные носители и содержит информацию о спектральных параметрах линий поглощения уже 37 атмосферных газов и 80 их изотопных модификаций. Всего в банке приведены сведения о 323 521 линии поглощения. В атласе JPL приведена информация о спектрах поглощения более 60 газов.

Разработанная в Институте оптики атмосферы автоматизированная информационная система параметров спектральных линий поглощения атмосферных газов впитала в себя многие данные, содержащиеся в других системах, и имеет ряд принципиальных отличий от них. Помимо сведений об ошибках определения параметров спектральных линий, наша система позволяет получать библиографическую информацию, рассчитывать по заложенным в нее алгоритмам параметры линий, сравнивать различные экспериментальные и теоретические данные по ним, работать с архивами молекулярных и спектроскопических констант, а также производить целый ряд других сервисных и расчетных операций.

Более подробное изложение вопроса содержится в третьем томе библиотеки монографий по современным проблемам атмосферной оптики [18].

1.4.4. Автоматизированная система для расчета ослабления лазерного излучения в атмосфере

Описанные выше физические и оптические модели атмосферы, а также автоматизированные системы параметров спектральных линий поглощения атмосферных газов позволяют рассчитывать пропускание атмосферы практически для любых длин волн, метеорологических ситуаций и геометрий распространения лазерного излучения.

Разнообразие метеорологических условий по трассе распространения лазерного излучения и специфические особенности ослабления в различных участках спектра требуют огромного объема исходной информации и соответствующих громоздких вычислений. В связи с этим для численной оценки пропускания атмосферы, обусловленного поглощением и рассеянием атмосферными газами и аэрозолями, требуются мощная вычислительная техника и специализированные автоматизированные системы расчета.

Созданная в Институте оптики атмосферы соответствующая автоматизированная система позволяет производить расчеты ха-

рактеристик ослабления лазерного излучения в сформулированной выше универсальной постановке. Основу системы составляют архивы исходной информации, включающие описанную в предыдущем разделе систему параметров спектральных линий поглощения атмосферных газов, физические и оптические модели атмосферы. Использование полинейного счета при определении коэффициентов поглощения позволяет проводить оценки ослабления лазерного излучения с любым спектральным разрешением, для любых спектров излучения лазерных источников.

Система реализована на ЭВМ БЭСМ-6 и ЕС-1055 и позволяет работать как в диалоговом, так и в пакетном режиме.

Глава 2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ЛАЗЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Лазерное зондирование основывается на принципе световой локации, который по аналогии с радаром называется лидар (аббревиатура английских слов Light Detection and Ranging). В обобщенном смысле лазер в лидаре используется как импульсный источник направленного светового излучения. В отличие от радиодиапазона, в световом диапазоне частот из-за малости длин волн особенно видимого и УФ-излучения отражателями локационного сигнала являются все молекулярные и аэрозольные составляющие атмосферы, т. е. по сути дела сама атмосфера формирует лидарный эхо-сигнал со всей трассы зондирования. Это позволяет осуществлять лазерное зондирование по любым направлениям в атмосфере.

2.1. Уравнение лазерного зондирования

Распространяясь по атмосферной трассе зондирования, лазерный импульс испытывает поглощение и рассеяние на молекулах и аэрозолях атмосферы. Часть излучения, рассеянная атмосферой назад в направлении лидарной системы, может быть собрана и сфокусирована с помощью приемной антенны на фотодетектор, который преобразует ее в электрический сигнал, пропорциональный падающему световому потоку. При этом расстояние до любого рассеивающего объема на трассе зондирования однозначно определяется по значению временного интервала с момента посылки лазерного импульса, поскольку свет распространяется с известной скоростью. А интенсивность принятого сигнала в каждый конкретный момент времени зависит как от свойств конкретного рассеивающего объема атмосферы, так и от характеристик всей атмосферной трассы зондирования на двойном пути от лидара до рассеивающего объема и обратно. Приведем функциональную связь между всеми параметрами приемопередающей системы лидара и интенсивностями принимаемого с различных расстояний протяженной трассы зондирования локационного сигнала [43]:

$$P(r) = \eta P_0 A \frac{c\tau}{2} r^{-2} \beta_{\pi}(r) \exp\left[-2 \int_0^r \alpha(r') dr'\right], \qquad (2.1)$$

где P(r) — мощность эхо-сигнала; P_0 — мощность зондирующего импульса; A — площадь приемной антенны лидара; r — расстояние от лидара до зондируемого объема атмосферы; c — скорость

света; т — длительность импульса; $\beta_{\Pi}(r)$ — сечение взаимодействия в направлении назад; экспоненциальный член характеризует квадрат прозрачности слоя атмосферы между лидаром и зондируемым объемом; $\alpha(r')$ — объемный коэффициент ослабления; η — калибровочная константа.

Для наиболее характерной ситуации, когда во взаимодействии лазерного импульса с атмосферой участвуют явления рэлеевского рассеяния, аэрозольного ослабления и молекулярного поглощения для $\beta_{\Pi}(r)$ и $\alpha(r)$, имеем соотношения:

$$\beta_{n}(r) = \beta_{n}^{R}(r) + \beta_{n}^{M}(r), \qquad (2.2)$$

$$\alpha(r) = \alpha_{\rm R}(r) + \alpha_{\rm M}(r) + \alpha_{\rm n}(r), \qquad (2.3)$$

в которых $\beta_n^R(r)$ и $\beta_n^M(r)$ — сечения рэлеевского рассеяния и аэрозольного или Ми рассеяния в направлении назад; $\alpha_R(r)$, $\alpha_M(r)$ и $\alpha_n(r)$ — соответственно объемные коэффициенты рэлеевского рассеяния, аэрозольного ослабления и молекулярного поглощения.

Заметим, что выражения (2.1)... (2.3) записаны для одной длины волны зондирующего импульса. По этой причине мы опускали знак длины волны.

Учитывая, что вопросы интерпретации уравнения (2.1), методы его решения, учет многократного рассеяния и другие принципиальные вопросы, связанные с этим уравнением, подробно изложены в монографии [11], мы здесь их не рассматриваем. Тем более, что при изложении последующего конкретного материала мы будем к ним неоднократно возвращаться.

2.2. Аппаратура для лазерного зондирования

2.2.1. Обобщенная схема лидара

Для решения каждой конкретной атмосферной задачи, естественно, используется конкретная схема лидара. Однако во всех случаях в лидаре непременно присутствуют три основных блока: 1) лазерный источник излучения с передающей антенной; 2) приемная антенна с фотодетектором и 3) регистратор лидарных сигналов. Для многих атмосферных задач необходимо селектировать собранный приемной антенной лидарный сигнал по спектральным частотам или по поляризации. В этих случаях на выходе приемной антенны лидара устанавливают анализаторы спектра или поляризации принимаемого оптического сигнала. Следовательно, анализаторы спектра или поляризации лидарного сигнала также можно отнести к основным блокам лидара. Кроме того, регистрация таких быстропротекающих процессов, каким является лидарный сигнал, невозможна без использования быстродействующих процессов. Как правило, для этих целей используют современные компьютеры, которые позволяют не только обрабатывать, хранить и визуализировать лидарные данные, но и контролировать параметры и управлять всеми компонентами лидара в автоматизированном режиме. Таким образом, обобщенную схему современного лидара можно представить состоящей из пяти основных блоков (рис. 2.1).

Естественно, главным активным элементом лидара является лазерный источник излучения. Все основные энергетические, временные, пространственные, спектральные и поляризационные ха-



Рис. 2.1. Обобщенная схема лидара.

рактеристики лазерного излучения, как правило, реализуются непосредственно в самом лазерном источнике. Они обычно контролируются на выходе с помощью блока контроля лазерного излучения. Чаще всего такой блок используется для измерения опорного сигнала и выработки сигнала запуска регистрирующей аппаратуры, а также для контроля длины волны лазерного излучения.

При многочастотном зондировании могут использоваться различные комбинации лазеров, как перестраиваемых по частоте, так и с фиксированными частотами излучения, с разными типами преобразователей частоты, среди которых наиболее широкое распространение получили генераторы гармоник (ГГ) и газовые ВКР-ячейки высокого давления.

Для дополнительного уменьшения расходимости лазерного излучения обычно используют оптические расширители пучка на основе линзовых или зеркальных телескопов, в том числе внеосевых. Лазерный источник совместно с передающей антенной составляют лазерный передатчик лидара (или лидарный передатчик).

Приемная антенна лидара представляет собой телескоп, чаще всего зеркальный, построенный обычно по схеме Ньютона (рис. 2.2 *a*) или Кассегрена (рис. 2.2 *б*), в фокусе которого устанавливают полевую диафрагму. Она служит для сужения угла зрения приемной антенны φ , поскольку он определяется отношением $\varphi = d_0/f$, где d_0 — диаметр полевой диафрагмы, f — фокусное расстояние телескопа. Уменьшение угла зрения приемной антенны



Рис. 2.2. Зеркальные телескопы Ньютона (a) и Кассегрена (б).

позволяет снизить уровень фоновых шумов, приходящих из атмосферы. Однако при этом необходимо учитывать, что уменьшение φ всегда ограничено снизу углом расходимости зондирующего лазерного излучения ψ , т. е. $\varphi \gg \psi$, откуда $d_{0 \min} = \psi f$.

Если необходима спектральная селекция собранного приемной антенной локационного оптического сигнала, то для этих целей обычно используют монохроматоры, входные отверстия которых совмещают с полевой диафрагмой. В этом случае в фокальной плоскости монохроматора наблюдаются монохроматические изображения входного отверстия, число и положение которых соответствуют спектральным частотам принятого излучения. Кроме частот зондирующего лазерного излучения в локальном сигнале можно обнаружить частоты комбинационного рассеяния, а также частоты резонансной флуоресценции и полосы люминесценции аэрозолей. Разделенные в спектроанализаторе монохроматические световые потоки посылаются затем на отдельные фотодетекторы. Для снижения уровня фоновых шумов перед фотодетекторами, как, правило, устанавливают узкополосные интерференционные фильтры, поэтому расходящиеся световые потоки сначала коллимируют, а после фильтра фокусируют на фотодетектор.

Для уменьшения влияния мощной засветки фотодетектора локационным сигналом с начала трассы зондирования используют ослабители излучения, специальные виньетирующие диафрагмы, а также оптические затворы, синхронизованные с импульсом генерации лазерного передатчика.

В качестве фотодетекторов лидарного сигнала в УФ и видимом диапазонах спектра наибольшее распространение получили фотоэлектронные умножители (ФЭУ). В ближнем и среднем ИК-диапазонах спектра используют полупроводниковые фотодиоды. При этом чувствительные элементы фотодиодов среднего ИК-диапазона спектра необходимо охлаждать до креогенных температур, а в ближнем ИК-диапазоне спектра фотодиоды, как правило, работают при комнатной температуре.

Оптический локационный сигнал сначала преобразуется в фотодетекторе в пропорциональный ему электрический сигнал, затем регистрируется с помощью специальных быстродействующих регистраторов лидарных сигналов в виде массива цифровых данных, который заносится в память компьютера.

Рассмотрим подробнее наиболее важные составные части лидара.

2.2.2. Источники для лазерного зондирования

Наиболее мощными источниками УФ когерентного излучения безусловно являются эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов. Типичные параметры эксимерных лазеров приведены в табл. 2.1. На рис. 2.3 a приведены линии излучения эксимерных лазеров, аранжированные по энергиям излучения, получаемые в одной лазерной системе за счет смены рабочей газовой смеси [29]. Видно, что наибольшей эффективностью обладает лазер на Kr—F. Вторыми по эффективности являются XeCl-, XeF- и ArF-лазеры. Лазеры на KrCl и XeBr наименее эффективные из этого класса лазеров и в настоящее время пока не нашли широкого применения.

На рис. 2.36 приведены положения по шкале длин волн сдвинутых частот в область 1-го (сплошная черта) и 2-го (прерывистая черта) стоксового сдвига частот излучения эксимерных лазеров в ВКР-ячейках для разных газов при высоком давлении. Типичная длина ячеек порядка 1 м, а давление газа — десятки атмосфер. В таких преобразователях эффективность перекачки мощности излучения эксимерных лазеров на частоту 1-го стоксового сдвига, например для H₂ или D₂, может превышать 30 % [42]. Из рис. 2.3 видно, насколько плотно можно заполнить УФдиапазон спектра основными и преобразованными частотами эксимерных лазеров. Отметим, что в некоторых современных ли-

Таблица 2.1

Типичные параметры лазеров, применяемых в лидарных системах [42]

Тип лазера	Длина волны, мкм	Энергия из- лучения, Дж	Длительность импульса, мкс	Частота повторения, Гц
Газовый				
CO₂ CO HF DF	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\begin{array}{c} 0,1\ldots \ 1\\ 0,01\ldots \ 0,05\\ 0,1\ldots \ 0,5\\ 0,1\ldots \ 0,5\\ 0,1\ldots \ 0,5\\ \end{array}$	$0,1\ldots 2$ 10 $0,1\ldots 1$ $0,1\ldots 1$	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$
Эксимерный				
ArF KrCl KrF XeBr XeCl XeF	$0,193 \\ 0,222 \\ 0,249 \\ 0,282 \\ 0,308 \\ 0,352$	0,1 0,1 0,10,5 0,1 0,10,5 0,1	0,01 0,01 0,01 0,01 0,01 0,01	10 100 10 100 10 100 10 100 10 100 10 100
Твердотельный александрит рубин АИГ Nd АИГ×2 Nd АИГ×3 Nd CO: MgF ₂	0,710,8 0,6943 1,064 0,532 0,355 1,52,3	$\begin{array}{c} 0, 1 \dots & 1 \\ 1 \\ 0, 5 \dots & 1 \\ 0, 2 \dots & 0, 5 \\ 0, 1 \dots & 0, 2 \\ 0, 01 \end{array}$	0,1 0,2 0,02 0,01 0,01 0,01 0,3	10 0,1 10 30 10 30 10 30 10
На красителях видимый и ближний ИК УФ	0,4 0,8 0,2 0,4	0,01 0,01 0,001 0,01	0,01 0,01	10 30 10 30

дарных передатчиках рассматриваются частоты даже 3-го стоксового сдвига (например, [28]).

Спектр излучения эксимерных лазеров без специальной селекции содержит одну или несколько компонент шириной 0,1— 0,3 нм каждая. Применение специальных селектирующих устройств (либо интерферометров Фабри— Перо, либо дифракционных решеток) позволяет сузить линию излучения до 1... 10 см⁻¹ и перестраивать ее в пределах ± 1 нм от центра линии свободной генерации.

Спектральные и энергетические параметры источников УФ-излучения на основе эксимерных лазеров, снабженных ВКР-преобразователями частоты, хорошо подходят для решения задач лазерного мониторинга атмосферного озона. При зондировании тропосферного озона, как правило, используется излучение КгF-лазера, сдвинутое на 1-ю и 2-ю стоксовы частоты в ВКРячейках на H₂ и D₂: 270 нм — 1 D₂; 277 нм — 1 H₂; 299 нм — 2 D₂ и 312 нм — 2 H₂. Зондирование стратосферного озона ведется с помощью XeCl-лазера с длиной волны 308 нм, снабженного ВКР-ячейкой на 1 CH₄ (338 нм) либо на 1 H₂ (345 нм). Наряду с эксимерным KrF-лазером при зондировании тропосферного озона все более широкое распространение получает генератор четвертой гармоники (266 нм АИГ Nd-лазера совместно с ВКР-преобразователями на 1 D₂ (288 нм) и 1 H₂ (299 нм) [37, 32]. Если учесть, что современные преобразователи частоты из нелинейных β -кристаллов BBa₂O₅ (BBO) и LiBa₃O₅ (LBO) позволяют перекачивать в область 4-й (266 нм) и 3-й (355 нм) гармоник АИГ Nd-лазера до нескольких десятков процентов мощности



Рис. 2.3. Линии излучения эксимерных лазеров (a) и положения сдвинутых частот излучения этих лазеров в газовых ВКР-ячейках (б).

основной гармоники [27], то такие лазерные источники УФ-излучения фактически уже могут конкурировать с эксимерными лазерами по энергии излучения.

УФ, видимый и ближний ИК-диапазоны спектра довольно плотно перекрыты спектром излучения основных и двух гармоник перестраиваемых лазеров на красителях. Этот класс лазеров хорошо освоен и широко используется в различных атмосферных задачах. Даже в коммерческих моделях (например, модель FL 2002E фирмы "Lamda Physics") достигнуто сужение линии излучения до значений $\Delta\lambda_e < 2$ пм, что позволяет использовать такие лазеры для точной настройки линии излучения в резонанс с селективными линиями поглощения молекулярных и атомарных составляющих атмосферы. Поэтому лазеры на красителях нашли применение при зондировании целого ряда газовых компонент

атмосферы, таких как H₂O, NO₂, SO₂, NO и O₃, а также паров ртути (Hg) в тропосфере, натрия (Na), калия (K) и других элементов верхней атмосферы.

Типичные параметры лазеров на красителях для основной и 2-й гармоник излучения при накачке 2-й гармоникой АИГ Nd-лазера приведены в табл. 2.1.

К отрицательным характеристикам лазеров на красителях следует отнести малую радиационную стойкость и недолговечность красителей, что вынуждает использовать непрерывную прокачку



Рис. 2.4. Спектральные кривые излучения лазера на сапфире с титаном и лазеров на красителях при накачке аргоновым лазером со средней мощностью 20 Вт.

раствора красителя через активный объем. Кроме того, диапазон перестройки длины волны генерации для одного красителя составляет примерно 100 нм. Поэтому для перекрытия широкого спектрального диапазона необходимо использовать последовательно несколько красителей, спектры генерации которых перекрываются по краям. По этой причине внимание специалистов в области лазерной и лидарной техники сразу привлекли уже первые перестраиваемые твердотельные лазеры на александрите (Cr : BeAl₂O₄) с лиапазоном перестройки длины волны излучения от 700 до 800 нм и на кристалле Со: MgF₂ [42] с диапазоном перестройки от 1,5 до 2,28 мкм. Эти лазеры уже нашли применение для зондитемпературы тропосферы (александрит влажности, рования [25]) и приземных концентраций СН4, СО2 и Н2О (Со: MgF2 [7]). Следует отметить, что на начальных этапах генерация в лазере на Co: MgF₂ [36] была реализована только при температуре

жидкого азота. Однако в [41] уже сообщается об удачной импульсной генерации этого лазера при комнатной температуре с 50 %-ной эффективностью преобразования мощности АИГ Nd-лазера накачки.

В настоящее время особое внимание уделяется перестраиваемому твердотельному лазеру на сапфире с титаном (Ti: Al₂O₃), который обладает уникально широким диапазоном перестройки длины волны генерации от 0,65 до 1,17 мкм. При этом в нем можно достичь преобразования мощности накачки от 2-й гармоники АИГ Nd-лазера с эффективностью до 30 % [35]. На рис. 2.4 из [34] изображены для сравнения спектральные кривые излучения лазера на сапфире с титаном и наиболее эффективных лазеров на красителях при одинаковой накачке непрерывным излучением аргонового лазера со средней мощностью 20 Вт. Видно, что мощность генерации Ті: Al₂O₃-лазера более чем в 3 раза выше мощности лазеров на красителях, а его диапазон перестройки перекрывает интервалы перестройки по крайней мере четырех лазеров на красителях. Таким образом, преимущества налицо. Подчеркнем, что кроме диапазона спектральной перестройки лазеры на красителях, а также перестраиваемые лазеры на центрах окраски значительно уступают лазеру на сапфире с титаном по надежности и долговечности. Поэтому неудивительно, что все последние работы по лазеру на сапфире с титаном, в том числе на Международной конференции по лазерам и электрооптике CLEO-89, представляются под общим девизом: "Say Goodbye to Dye" («Скажем до свидания лазерам на красителях»).

Наряду с Ті : Al_2O_3 -лазером большое внимание в последнее время, например на CLEO-89, уделяется перестраиваемому лазеру на форстерите с хромом (Cr : Mg_2SiO_4), генерация в котором получена в диапазоне от 1,15 до 1,37 мкм при накачке основной гармоникой АИГ Nd-лазера [38]. Отметим, что диапазоны совместной спектральной перестройки излучения лазеров на форстерите с хромом и на сапфире с титаном перекрывают «октаву» (когда частота коротковолновой границы излучения совпадает со 2-й гармоникой длинноволновой границы).

Среди твердотельных лазеров с фиксированными частотами излучения самое широкое распространение в задачах лазерного зондирования атмосферы получил наиболее отработанный и надежный АИГ Nd-лазер. Длина волны излучения этого лазера 1064 нм может преобразовываться во вторую гармонику 532 нм с помощью кристаллов, LBO, КТР (КТіОРО₄) или других более традиционных, но менее эффективных кристаллов КD*Р и CD*А. Использование первых двух кристаллов обеспечивает эффективность удвоения частоты более чем 60 % [27]. Кроме того, эти кристаллы, по-видимому, в настоящее время являются наиболее надежными и долговечными, поскольку они негигроскопичны и имеют высокую радиационную стойкость и твердость.

Значительные успехи в повышении КПД АИГ Nd-лазера наблюдаются в последние годы при использовании диодной накачки. В [25] сообщается, что при уровне накачки диодного лазера 10,9 Вт выходная мощность АИГ Nd-лазера на длине волны излучения 1064 нм составляла 3,8 Вт. Таким образом, была достигнута эффективность накачки около 40 %. Успешно продолжаются также разработки лазеров на сенсибилизированных гранатах типа YSGG или GSGG (см., например, [39]) и бериллате лантана (BEL), эффективность генерации в которых в 2—3 раза выше по сравнению с традиционным АИГ Nd-лазером.

Схожими с АИГ Nd-лазером параметрами излучения обладают твердотельные эрбиевый, гольмиевый, осмиевый, диспрозийный и другие лазеры, длины волн излучения которых разбросаны в диапазоне 1... 3 мкм. Однако эти лазеры пока не нашли широкого применения в лазерном зондировании атмосферы.

В среднем ИК-диапазоне спектра на длинах волн более 2,5 мкм излучают мощные высокоэффективные газовые лазеры на молекулах НF, DF, CO, CO₂, N₂O, NH₃ и других. Используя дифракционную решетку, в этих лазерах можно осуществлять дискретную перестройку по вращательным линиям колебательновращательных полос излучения, причем положения центров этих линий измерены с большой точностью. В лазерах высокого давления (более 1 атм) возможна плавная перестройка длины волны излучения за счет перекрывания уширенных давлением линий излучения.

Типичные параметры некоторых молекулярных ИК-лазеров приведены в табл. 2.1.

Наиболее отработанным и надежным среди молекулярных ИК-лазеров является СО2-лазер. Кроме традиционных полос излучения 9,6 и 10,6 мкм в этом лазере эффективно генерируются (особенно в импульсном режиме) полосы секвенции высших порядков, немного смещенные по спектру относительно традиционных полос, а также основная полоса 4,3 мкм и горячие линии излучения [19]. Если учесть дополнительно изотопическое смещение спектров излучения для разных изотопов молекулы CO₂. то налицо богатейший набор линий излучения. С точки зрения лазерного зондирования атмосферы важно, что все эти линии попадают в спектральные окна прозрачности атмосферы. Более того, вторые, третьи и четвертые гармоники излучений СО2-лазера в 9-10-мкм полосах также попадают в окна прозрачности атмосферы. Эти гармоники могут реализовываться с высокой эффективностью с помощью нелинейных кристаллов ZnGeP₂, CdGeÅs₂, Tl₃AsSe₃, AgGaSe₂ и др. Наиболее эффективные из них ZnGeP₂ и CdGeAs₂ изготовляются в нашем HTK «Институт оптики атмосферы» СО АН СССР. Некоторые параметры ППЧ на базе этих кристаллов приведены в табл. 2.2. В последней графе указана эффективность преобразования частоты с учетом всей оптической системы в целом, в скобках — значение внутри кристалла.

Таким образом, перестраиваемый СО₂-лазер, снабженный высокоэффективным ППЧ, является неоценимым инструментом особенно в лазерном газоанализе атмосферы в среднем ИК-диапа-

<u> </u>			Параметры	Эффектив-	
Вид	Кристалл	Лазер накачки	λ, мкм	τ, c	ность физи- ческая (внутренняя), %
Генератор второй гармоники	ZnGeP₂	Гибридный СО ₂ То же ВГ СО ₂ ТЕА СО ₂ СW-мод. СО СW-мод. СО ₂	9,28 10,2 10,3 4,64 9,2 10,8 5,3 6,1 4,3	$2 \cdot 10^{-9} \\ 2 \cdot 10^{-9} \\ 1, 5 \cdot 10^{-9} \\ 2 \cdot 10^{-7} \\ 4 \cdot 10^{-5} \\ 3, 3 \cdot 10^{-7}$	$\begin{array}{c} 49 \ (83,5) \\ 17 \\ 14 \ (22) \\ 9,3 \\ 3,1 \ (5,6) \\ 8,4 \ (10,1) \end{array}$
	CdGeAS ₂	Импульсный NH3	11,7	1,5·10-7	2 (5,2)
Генератор четвертой гармоники	ZnGeP ₂	Гибридный СО ₂	9,28	2·10 ⁻⁹	1,4
Генератор суммарной частоты	ZnGeP ₂	2-волновой СО ₂ СW-мод. СО ₂ Непрерывный СО Непрерывный СО ₂	$\begin{array}{r} 4,3\\ 10,4\\ 5,3\ldots 6,1\\ 10,6\end{array}$	3·10 ⁻⁷ 6·10 ⁻⁷	20 % от 4,3-мкм излучения 6 мВт

Характеристики параметрических преобразователей частоты [2]

зоне спектра, который наиболее богато представлен информативными спектрами атмосферных газов.

Спектральная чистота и стабильность линий излучения CO₂-лазера позволяют использовать его в когерентных, в том числе гетеродинных лидарах. Узкополосные, стабилизированные CO₂-лазеры успешно используются в доплеровских лидарах для дистанционного измерения скорости и направления ветра.

Отметим в заключение, что список применяемых на практике в лазерном зондировании источников когерентного излучения, конечно, шире, чем рассмотренный нами. Мы, например, практически не коснулись диодных лазеров и лазеров на центрах окраски, вообще не рассматривали параметрические генераторы света (ПГС). Это объясняется тем, что эти источники когерентного излучения значительно уступают приведенным выше лазерам практически по всем параметрам излучения. Поэтому они не нашли широкого применения в лазерном зондировании.

2.2.3. Фотодетекторы лидарных сигналов

Как уже отмечалось, в УФ и видимом диапазонах спектра наибольшее распространение в лидарных системах для детектирования локационного сигнала приобрели фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Существуют разные типы ФЭУ, которые отличаются спектральной чувствительностью фотокатодов, конструкцией, а также преимущественной ориентацией либо на режим детектирования отдельных импульсов фототока, либо на режим детектирования непрерывного токового сигнала (аналоговый режим). Спектральная чувствительность наиболее распространенных типов фотокатодов ФЭУ приведена на рис. 2.5. Что же касается разных режимов детектирования ФЭУ оптических лидарных сигналов, то отметим следующее.

Большой коэффициент усиления ФЭУ позволяет регистрировать в анодной цепи импульсы тока, образующиеся при выходе



Рис. 2.5. Спектральные чувствительности наиболее распространенных типов фотокатодов ФЭУ [15].

с фотокатода единичных электронов. В связи с этим возможно использование ФЭУ для регистрации слабых световых сигналов методом счета отдельных фотоэлектронов, вылетающих с фотокагода, т. е. измерением средней частоты следования импульсов за рассматриваемые интервалы времени и их средней амплитуды. При этом следует учитывать, что с увеличением напряжения питания ФЭУ растет его коэффициент усиления, а следовательно, увеличивается амплитуда импульсов анодного тока. Однако с определенного значения напряжения питания достигается порог чувствительности регистрирующего устройства, и дальнейшее увеличение напряжения не должно изменять скорости счета импульсов. На счетной характеристике ФЭУ появляется так называемое счетное плато, изображенное на рис. 2.6 [7]. У реальных ФЭУ могут регистрироваться импульсы фототока, соответствующие термоэлектронам с первого и последующего диодов, а также обусловленные постепенным развитием оптической и ионной обратной

связи. Эти импульсы вызывают незначительный подъем плато вплоть до уровня напряжений, когда резко начинают развиваться газоразрядные процессы в ФЭУ. Преимущество метода счета отдельных фотонов обусловлено прежде всего тем, что при работе на плато счетной характеристики И отсекании с помошью линейных ворот усилителя-дискриминатора низко- и больше амплитудных импульсов излучения, не инициированных эмиссией с фотокатода, число сигнальных импульсов излучения может быть определено простым вычитанием ИЗ общего числа зарегистрированных импульсов числа предварительно измеренных импульсов, обусловленных термоэмиссией фотокатода и фоном. Это связано аддитивным характером С



Рис. 2.6. Плато счетной характеристики ФЭУ (участок б).

пуассоновской статистики, которой подчиняется распределение импульсов фототока.

Регистрация оптических сигналов с помощью ФЭУ может также производиться методом измерения среднего значения анодного тока. Уровень шума в этом случае определяется среднеквадратическим значением флуктуаций этого тока, термошумом фотокатода, а также вкладом таких компонент шума, как токи утечки, шумы, обусловленные ионной и оптической обратной связью, газоразрядными процессами, фликкер-шумом, автоэлектронной эмиссией и т. д. На точность измерений сказывается и влияние изменения коэффициентов фотоэмиссии и вторичной эмиссии диодов, обусловленные как процессами старения, так и влиянием регистрируемого сигнала. Флуктуации этих составляющих темпового тока не поддаются расчету, так как инициирующие их процессы в значительной мере определяются конструкцией и технологией ФЭУ. Флуктуации эмиссионных процессов подчиняются строгим статистическим закономерностям и описываются известной формулой для шумового тока в амперах [42]:

$$I_{\rm m} = \sqrt{2eB (I_{\rm c} + I_{\rm \phi} + I_{\rm \tau} + 4kTB/(R_{\rm H}M^2))}, \qquad (2.4)$$

где $I_c = P_c \eta / hvc$ — сигнальный ток фотокатода, А; $I_{\Phi} = P_{\Phi} \eta / hvc$ ток фотокатода от фоновой засветки, А; I_T — темновой ток фотокатода, А; e — заряд электрона, Кл; B — полоса фотодетектора, Гц; k — постоянная Больцмана, Дж/К; T — температура фотокатода ФЭУ, К; $R_{\rm H}$ — сопротивление активной нагрузки, Ом; M — коэффициент усиления ФЭУ; P_c — мощность оптического сигнала, Вт; P_{Φ} — мощность фоновой засветки; h — постоянная Планка, Дж·с; η — квантовая эффективность фотокатода; v — спектральная частота оптического сигнала, см⁻¹; c — скорость света, см/с. Используя (2.4), легко определить отношение сигнал/шум = $I_c/I_{\rm m}$.

Основными особенностями эксплуатации аналогового ФЭУ являются следующие. Для обеспечения работы в линейном режиме ток, протекающий через делитель напряжения, должен не менее чем в 10 раз превышать максимальный ток анода. Если требуется, чтобы отклонение от линейности световой характеристики в статистическом режиме не превышало 1-2%, то ток делителя должен превышать рабочий ток анода в 100... 500 раз. Сопротивление резисторов делителя напряжения питания должно быть в пределах 20 кОм... 5 мОм. При регистрации импульсных сигналов для избежания нарушения линейности анодного тока ФЭУ последние звенья делителя напряжения питания шунтируются конденсаторами, значения емкостей которых (в фарадах) выбираются согласно следующему выражению:

$$C_{n-i} = 100q/(3^{n-i}U_i), \qquad (2.5)$$

где q — заряд импульса анодного тока, Кл; U_i — межкаскадное напряжение, В; n — общее число динодов; i — номер динода. На тех каскадах, где импульсный ток составляет менее 0,1 среднего тока через делитель, шунтирующие конденсаторы не ставятся.

Если на выходе ФЭУ необходимо получить сигнал, воспроизводящий форму входного светового импульса, сопротивление нагрузки $R_{\rm H}$ должно выбираться из условия $R_{\rm H}C_0 \leq 16 f_{\rm B}$, где C_0 общая емкость сопротивления нагрузки и емкости ФЭУ; $f_{\rm B}$ — верхняя частота в спектре оптического сигнала.

Требуемая точность стабилизации напряжения питания на отдельных каскадах ФЭУ определяется исходя из допустимой точности поддержания коэффициента усиления ФЭУ и числа каскадов умножения

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{\Delta M/M}{(0,7\ldots,1,0) n}, \qquad (2.6)$$

где $\Delta U/U$ и $\Delta M/M$ — соответственно относительные изменения напряжения питания на одном каскаде и коэффициента усиления $\Phi \ni y$; n — число каскадов умножения.

В ИК-диапазоне спектра детектирование оптических лидарных сигналов осуществляется с помощью фотодиодов. При прямом детектировании оптического ИК-сигнала отношение сигнал/шум принято выражать через эквивалентную мощность шума NEP (Noise Equivalent Power) в ваттах, которая определяется как



$$NEP = \sqrt{\overline{AB}}/D, \qquad (2.7)$$

Рис. 2.7. Спектральные обнаружительные способности ИК фотоприемников [15].

где A — площадь чувствительного элемента фотодиода, см²; B полоса фотодиода, Гц; D — обнаружительная способность фотодиода, см. Гц^{1/2}/Вт. На рис. 2.7 приведены спектральные обнаружительные способности ряда полупроводниковых фотоприемников при разных температурах чувствительного элемента в сравнении с идеальным детектором и другими типами приемников. Видно, что в области 1 мкм самым чувствительным фотоприемников является кремний (Si), 3 мкм — арсенид индия (InAs), до до 5,5 мкм — антиманид индия (InSb), 9... 12 мкм — кадмий ртуть — телур (КРТ).

При гетеродинном приеме отношение сигнал/шум детектируемого сигнала смешения на фотодетекторе оптического локационного сигнала с опорным излучением гетеродина определяется в основном не шумами фотодетектора, а шумами гетеродина. В этом случае применяемый полезный сигнал с фотодетектора определяется как

$$I_{\rm c} = -\frac{\eta e}{h_{\rm VC}} 2 \sqrt{P_{\rm c} P_{\rm r}} \cos\left[\left(\omega_{\rm r} - \omega_{\rm c}\right) t\right], \qquad (2.8)$$

где $P_{\rm r}$ — мощность гетеродина, Вт; $\omega_{\rm r}$ и $\omega_{\rm c}$ — угловые частоты электрических полей сигнала гетеродина и локационного сигнала. В [42] показано, что если $P_{\rm r} > A/(hvcD^2)$, то отношение сигнал/шум = $\sqrt{Pc\eta/(Bhvc)}$.

2.2.4. Регистраторы лидарных сигналов

Как отмечалось выше, электрические сигналы в приемных системах лидаров преобразуются далее в цифровые образы. С этой целью для токовых сигналов применяются аналого-цифровые преобразователи (АЦП), работа которых основана на сравнении напряжения входного аналогового сигнала с кратными значениями опорного напряжения компораторов. Основными характеристиками АЦП являются: разрядность, быстродействие, максивходное напряжение. Быстрые изменения лидарного мальное сигнала в широком динамическом диапазоне требуют использования высокоразрядных АЦП. Однако увеличение разрядности АЦП естественно ограничивает его быстродействие. Поэтому, как правило, разрядность АЦП для лидарных сигналов ограничивается 8...10 и редко 12... 14. Для преобразования медленно изменяющихся сигналов, например с фотоприемников трассовых измерителей, могут использоваться 16-разрядные АЦП. Детальное описание типов, конструкций и схемотехнических решений АЦП можно найти в [22, 31]. Характерные параметры используемых на практике АЦП приведены в табл. 2.3.

Таблица 2.3

Страна	Фирма-изгото- витель	Модель	Разрядность, или макс. чис- ло накоплен- ных импульсов фототока в стробе, бит	Быстродей- ствие, или мин, дли- тельность строба, нс	Число выбо- рок или стро- бов	Ис- точник	
Быстродействующие АЦП							
США Япония СССР	Tektronix Iwatsu ИОА СО АН	7612D DM902 АЦП 8.50	2^{8} 2^{8} 2^{8}	5 10 20	2^{12} 2^{11} 2^{8}	$\begin{bmatrix} 31\\ 31 \end{bmatrix}$ $\begin{bmatrix} 31\\ 22 \end{bmatrix}$	
Счетчики импульсов и фотонов							
Италия Франция СССР	 иоа со ан	2 4	2^{16} 2^{12}	14 3,5 80	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	[40] [30] [22]	

Характеристики регистраторов лидарных сигналов

В режиме счета фотонов регистрация осуществляется в непосредственно числовом виде с помощью специальных счетчиков. которые фактически определяют частоту поступления к ним на вход импульсов фототока с ФЭУ приемной системы лидара, предварительно сформулированных с помощью дискриминатораусилителя. Основные параметры некоторых счетчиков фотонов приведены в табл. 2.3. Подробные данные о счетчиках импульсов фототока можно найти в [22].

2.3. Особенности регистрации лидарных сигналов, изменяющихся в широком динамическом диапазоне

Основной проблемой регистрации лидарных сигналов является их быстрое изменение в широком динамическом диапазоне, превышающем, как правило, 5—6 порядков. Это значительно шире диапазонов линейности практически любых фотодетекторов, что вынуждает изыскивать разные способы сокращения динамического диапазона лидарного сигнала. Очень важно, чтобы эти способы не приводили к дополнительным искажениям или утрате полезной информации в регистрируемых лидарных сигналах.

2.3.1. Нелинейные искажения лидарных сигналов при регистрации и способы их коррекции

Исследованию нелинейных искажений лидарных сигналов при регистрации и способам их коррекции посвящено незначительное число работ. В основном они относятся к лидарам, содержащим фотоприемники на основе ФЭУ. Любые искажения регистрируемых оптических сигналов могут быть обусловлены внутренними свойствами ФЭУ, свойствами фотоприемника в целом и внешними воздействиями. Все нелинейные искажения выходного сигнала связаны с внутренними и внешними факторами, а также воздействием регистрируемого сигнала на параметры ФЭУ и фоторегистратора в целом. К внутренним факторам можно отнести медленные и быстрые изменения фотоэмиссионных свойств фотокатодов и эмиссионных свойств динодов, их неоднократность, инерционность и т. д. Внешними возмущающими факторами являются температура окружающей среды, уровень возмущающего, в том числе оптического, фонового излучения, других излучений и т. д.

Воздействие регистрируемого сигнала на внутренние параметры ФЭУ проявляется, в частности, в появлении паразитных импульсов последействия, а на фотоприемник в целом — в изменении коэффициента усиления регистрируемого сигнала из-за изменения коэффициента усиления регистрируемого сигнала из-за изменения тока источника стабилизированного напряжения питания и перераспределения междинодных напряжений. Кроме того, искажения регистрируемых лидарных сигналов в режиме счета фотоэлектронных импульсов могут происходить из-за инерционности используемых счетчиков импульсов, приводящей к просчетам фотоэлектронных импульсов из-за их слипания.

Воздействие интенсивных сигналов обратного рассеяния из ближзондирования ней трассы зоны плотных или от аэрозольных атмосферных образований (например, облака) на фоторегистратор приемной антенны лидара приводит, как правило, к видимому уменьшению зарегистрированного выходного лидарного последействия сигнала. Влияние ФЭУ обычно проявляется



на хвосте лидарного сигнала из удаленных участков трассы зондирования в виде накапливающегося превышения фиксируемого выходного сигнала над истинным лидарным сигналом.

На рис. 2.8 изображена кривая зависимости искаженных значений выходного тока ФЭУ-84-Ш от истинных значений, измерен-

Рис.	2.8.	Нели	нейн	ые	иска	жения
выхо	дного	сигі	нала	ΦЭЗ	Ув	токо-
вом режиме.						

ная нами с помощью двух светодиодов, управляемых от ЭВМ по 256 градациям по интенсивности засветки [9]. Световой поток от каждого светодиода выравнивался по сигналу $U = I_{\oplus}R_{\rm H}$, регистрируемому с активной нагрузки ФЭУ при прохождении тока I_ф с помощью 10-разрядного АЦП. Затем эти потоки складывались, регистрировалось выходное значение сигнала $\Phi \ni Y U'$, а коэффициент нелинейности определялся из отношения U'/(2U). Динодная система ФЭУ подключалась к неравномерному делителю, имеющему конденсаторные источники тока в последних пяти динодных промежутках, а тот, в свою очередь, питался от стабилизированного источника постоянного напряжения 1200 В. Световые потоки светодиодов формировались в виде прямоугольных импульсов длительностью 3 мкс. Из приведенного рисунка видно, что по мере увеличения регистрируемого сигнала выходной сигнал ФЭУ все более отклоняется от линейного хода, обозначенного штриховой линией, и для значения выходного тока 103 мА это отклонение достигает 13.2 %, что соответствует характеристике линейности ФЭУ-84, приведенной в [6].

Паразитные импульсы последействия $\Phi \Theta V$ обычно возникают с задержкой 100 нс после начала засветки фотокатода $\Phi \Theta V$. В случае когда счетный $\Phi \Theta V$ можно рассматривать линейной системой с постоянными параметрами, зарегистрированный лидарный сигнал P'(t), искаженный последействием $\Phi \Theta V$, можно представить в виде свертки неискаженного сигнала P(t), поступающего

на фотокатод $\Phi \ni \forall$, с импульсно-переходной характеристикой $\Phi \ni \forall h(t)$ [24]:

$$P'(t) = \int_{0}^{\infty} P(\tau) h(t-\tau) d\tau, \qquad (2.9)$$

где τ — переменная, интегрированная по времени, связанная с пространственной переменной z для лидарных сигналов соотношением $\tau = 2(z - z_0)/c$. Импульсно-переходная характеристика мо-

жет быть измерена по отклику ФЭУ на засветку короткого импульса наносекундной длительности. В [24] в качествеимпульса использоватакого лось излучение медного лазера длительностью 10 нс. Регистрация фотоэлектронных импульсов счетного ФЭУ-104 осуществлялась с помощью стробируемого счетчика фотонов со 100 МГши скоростью счета шириной строба временного 100 нс.

Схема измерений была построена таким образом, что

Рис. 2.9. Импульсно-переходная характеристика счетного ФЭУ.



фотоны от лазерного импульса засветки поступали в первый стробируемый масштаб с вероятностью менее одного фотона за один лазерный импульс. Благодаря высокой частоте повторения импульсов генерации медного лазера 7 кГц имелась возможность накапливать суммарный сигнал с ФЭУ по нескольким миллионам реализаций. Измеренная в этой работе функция h(t), нормированная на величину зарегистрированного суммарного сигнала лазерной засветки в первом стробе, представлена на рис. 2.9. Видно, что амплитуда ложных сигналов составляет в максимуме 10-3 от уровня сигнала засветки и медленно убывает со временем. Как правило, последействие ФЭУ спадает на порядок за 100 мкс. Медленный спад последействия ФЭУ, вообще говоря, накладывает ограничения на частоту посылок зондирующих импульсов. В [10] показано, что при вертикальном зондировании с Земли влияние последействия ФЭУ на искажение лидарных сигналов для высот более 12 км становится существенным при частоте следования лазерных импульсов не менее 3 кГц.

Для уменьшения влияния разного рода нелинейных искажений лидарных сигналов при регистрации в современных схемах

приемной системы лидара используются сразу несколько ФЭУ, настроенных на регистрацию части лидарного сигнала в ограниченном динамическом диапазоне из разных участков трасс зондирования. Полностью лидарный сигнал сшивается уже при обработке.

В тех случаях, когда появление нелинейных искажений лидарных сигналов при регистрации предотвратить не удается, нужно производить корректировку выходных сигналов лидарных систем. Наиболее простой способ корректировки заключается в тщательном контроле значения коэффициента усиления ФЭУ, например с помощью источника опорных световых импульсов [1] и послепри обработке. Поскольку дующей корректировке сигналов сигналы большинства лидарных систем имеют малую длительность и содержат информативные быстроосциллирующие компоненты, этот способ корректировки используется редко. Более ценным с практической точки зрения является способ предварительного определения передаточной функции фотоприемника в целом с помощью симулированных оптических сигналов и дальнейшей коррекции регистрируемых сигналов с помощью ЭВМ.

Методика коррекции искаженных лидарных сигналов из-за слипания фотоэлектронных импульсов приведена в [3]. Она основывается на определении асимптотической несмещенной оценки для среднего числа фотоэлектронных импульсов в стробе по среднему числу зарегистрированных фотоотсчетов.

2.3.2. Методы сжатия динамического диапазона лидарных сигналов

Во многих практических случаях диапазон изменения максимальных интенсивностей и динамический перепад значений лидарного эхо-сигнала в импульсе составляет 10⁵... 10¹² раз за время 10⁻⁵ с [23]. Для сокращения динамического диапазона (СДД) регистрируемого лидарного эхо-сигнала используются четыре метода, представленные и расклассифицированные в табл. 2.4 [21]:

— домножение принятого сигнала на квадрат времени (расстояния);

— логарифмическое преобразование принятого сигнала;

— ступенчатое преобразование принятого сигнала;

— стробирование принятого сигнала.

Логарифмирование и домножение принятого сигнала являются функциональными методами. Кроме того, метод домножения на квадрат расстояния является нелинейным во времени, но линейным по амплитуде принятого лидарного эхо-сигнала, а метод логарифмирования — нелинейным по амплитуде преобразования. Для реализации методов лидарного эхо-сигнала используются оптические, фотоэлектрические и электронные способы.

Оптические способы реализуются за счет использования спе-

	Акт		
Вид регулиро- ван ия	фотоэлектрические	э л ектронны е	Пассивные оптико-механические
Функциональ- ное	ФЭУ с временной Усилитель с времен- регулировкой по закону t ² усилитель с времен- ной регулировкой усиления по закону t ²		Компенсирующие полевые диафраг- мы Компенсирующие
	Логарифмический ФЭУ ФЭУ с адаптивной временной регули- ровкой	Логарифмический усилитель Усилитель с адаптив- ной регулировкой усиления	
Ступенчато е	ФЭУ со ступенча- той регулировкой	Усилитель со ступен- чатой регулировкой усиления	Многобазовая при- емная система
	Съем сигнала с динодных нагру- зочных сопроти- влений		Несколько зонди- рующих пучков
	ФЭУ с переклю- чением	Усилитель с пере- ключением	Сменные нейтраль- ные светофильтры
			Сменные полевые диафрагмы
Стробирование	Стробируемый фотодетектор	Стробируемый усилитель	Механический за- твор
			Электрооптиче- ский затвор

Классификация методов СДД лидарных эхо-сигналов

циальных виньетирующих диафрагм, согласующих светофильтров или использования геометрического фактора лидара [16, 20].

Применение виньетирующих диафрагм может привести к искажению энергетического распределения лидарного эхо-сигнала, вызванному атмосферной турбулентностью. Согласующие фильтры обычно понижают энергетический потенциал лидара и соответственно дальность зондирования. Конструкции с использованием геометрического фактора лидара усложняют лидары, и при этом не всегда достигается нужный эффект.

Электронные способы реализуются с применением специализированных усилительных схем, в частности логарифмических усилителей и быстродействующих электронных ключей [8, 23]. К недостаткам этих способов следует отнести то, что фотоприемники лидаров остаются незащищенными от воздействия больших насыщающих сигналов.

В настоящее время широкое применение для уменьшения динамического днапазона регистрируемых лидарных эхо-сигналов получили фотоэлектрические способы. Входной динамический диапазон $\Phi \ni y$ с логарифмическим режимом работы достигает 10^7 при динамическом диапазоне выходного не более 1,5 порядка [5]. Однако логарифмическое преобразование в $\Phi \ni y$, основанное на эффектах, проявляющихся в динодной системе при возникновении пространственного заряда между последним динодом и анодом, зависит не только от интенсивности входного сигнала, но и от его формы. Это является источником значительных ошибок фотодетектирования лидарных эхо-сигналов сложной формы.

Снятие выходного сигнала $\Phi \ni y$ с разных динодов в принципе позволяет сократить динамический диапазон регистрируемых лидарных эхо-сигналов на 5 порядков [13]. Однако подобная схема непригодна для обработки быстропеременных лидарных эхосигналов. Она не позволяет учитывать перегрузки сильным сигналом на последних динодах. Проявляющиеся при этом отрицательные явления типа утомления динодов, возникновение пространственных зарядов, перераспределение потенциала динодов требуют более 10^{-3} с [6] для восстановления состояния максимального усиления сигнала.

Минимальные потери информации при СДД регистрируемого лидарного сигнала обеспечивают ФЭУ с временной амплитудной регулировкой усиления (ВАРУ). Управлять усилением фотоумножителей можно напряжением питания [14], электрическим полем по модулирующим электродам [4], по аноду и динодам [18], внешним электромагнитным полем [17].

При изменении напряжения питания ФЭУ удается сократить динамический диапазон регистрируемого сигнала более чем на 5 порядков, однако возмущающие сигналы при импульсном управлении и нестабильность спектральной чувствительности при изменении общего напряжения питания ограничивают его широкое применение в лазерном зондировании атмосферы.

Специальные модулирующие электроды $\Phi \ni Y$ позволяют амплитудой управляющего напряжения 2,5... 3 В сократить динамический диапазон принимаемых лидарных эхо-сигналов на 4 порядка. Недостатком таких схем является малое быстродействие системы управления, обусловленное инерцией *RC*-цепи фотокатод — управляющая сетка с большими значениями продольного сопротивления фотокатода. Для устранения существующего недостатка в камеру $\Phi \ni Y$ вводят второй модулирующий электрод или на фотокатод $\Phi \ni Y$ наносят специальную проводящую подложку. При этом время установления уменьшается в 10 раз [18].

Управление внешним электромагнитным полем обеспечивает полосу рабочих частот до 100 мГц [17]. Недостатком таких схем является зависимость усиления ФЭУ не только от напряженности поля, но и от его частоты, а также неравномерное распределение поля по фотокатоду ФЭУ.

Анализ существующих схем ВАРУ показывает применимость их для сокращения динамического диапазона лидарных эхосигналов. Однако стохастическая природа лидарных эхо-сигналов затрудняет выбор функции управления ВАРУ. В этом случае наиболее перспективным является метод фотодетектирования с адаптивным ВАРУ, основанный на автоматическом определении входной интенсивности лидарного эхо-сигнала и выборе такого режима работы управляемого ФЭУ, который бы наилучшим образом удовлетворял динамическим и статистическим особенностям регистрируемого лидарного эхо-сигнала [12].

Глава 3. ЛАЗЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ ОБЛАКОВ

Аэрозоли и облака играют огромную роль в процессах формирования радиационного поля в атмосферс, процессах погодообразования, различных физико-химических превращениях, в том числе связанных с загрязнениями атмосферы продуктами индустриальной деятельности человека. Они определяют альбедо атмосферы, имеющее важное значение в процессах радиационного обмена в системе атмосфера—океан—космос. Понятно потому, что проблемам лазерного зондирования аэрозолей и облаков уделяется особое внимание, тем более, что на сети метеорологических станций практически не получают никакой информации о них.

Важно также подчеркнуть, что аэрозоль играет огромную роль в задачах лазерного зондирования большого набора физических параметров атмосферы, выступая в качестве трассера, или переносчика информации о последних. Облака бесспорно представляют один из типов аэрозолей, тем не менее их следует выделить из других типов ансамблей аэрозольных частиц в связи с их определяющей ролью в процессах погодообразования, а также в связи с тем, что облачные образования локализуются в определенных слоях в атмосфере и покрывают только часть планеты, в то время как остальные типы аэрозолей присутствуют на всех высотах в планетарном масштабе.

Учитывая, что проблемам оптики аэрозоля посвящен отдельный том библиотеки монографий по современным проблемам оптики атмосферы [7], в данной главе мы вначале рассмотрим некоторые характерные черты ее предмета, а затем проанализируем современное состояние проблемы главным образом по итогам последней 15-й Международной конференции по лазерному зондированию атмосферы [14].

3.1. Характерные моменты проблемы

3.1.1. Одночастотное зондирование аэрозолей и облаков

Простейший метод одночастотного зондирования аэрозолей и облаков естественно получил наиболее широкое распространение, несмотря на его ограниченность. Рассмотрим возможности его использования и приведем иллюстрации его применения.

Из уравнения (2.1) следует, что даже для простейшего случая, когда зондирующий импульс не поглощается атмосферными газами, мы имеем два неизвестных — объемный коэффициент ослабления и объемный коэффициент обратного рассеяния, каждый из которых в свою очередь зависит от аэрозольной и рэлеевской компонент. Таким образом, для получения, скажем, важной информации о профиле объемного коэффициента ослабления и, следовательно, прозрачности атмосферы, необходимо прибегнуть к определенным предположениям.

Первое предположение: рэлеевские компоненты величин $\beta(r)$ и j(r) берутся из стандартной модели атмосферы. Согласно второму предположению, считается известным лидарное отношение

$$b(r) = \beta_a(r)/\alpha_a(r),$$

где $\beta_a(r)$ и $\alpha_a(r)$ — объемный коэффициент аэрозольного рассеяния по направлению назад и объемный коэффициент ослабления соответственно.

Методы и результаты исследований лидарного отношения детально описаны в монографии [35].

Приведем некоторые иллюстрации использования одночастотного лазерного зондирования аэрозолей и облаков.

В пределах применимости сделанных предположений одночастотное лазерное зондирование аэрозолей позволяет получать информацию о профилях объемного коэффициента ослабления и, следовательно, прозрачности атмосферы, о распределении массовой концентрации аэрозолей, если задано распределение частиц по размерам, о стратификации аэрозольного заполнения атмосферы, о водности и границах нижней или верхней кромки облаков.

В случае если эхо-сигнал при одночастотном зондировании может быть получен в линейно поляризованной и кроссполяризованной компонентах, появляется существенно новая возможность интерпретации результатов зондирования, о чем речь пойдет в разделе о поляризационной технике.

Конкретные результаты одночастотного зондирования аэрозолей индустриального происхождения будут приведены в отдельном параграфе. Здесь же мы подчеркнем значение вопроса однолазерного зондирования аэрозолей стратосферы, частотного имеющего принципиальное значение в связи с возможностями исследований динамик распространения вулканических аэрозольных облаков. Блестящим примером такого рода следует считать лазерное зондирование динамики распространения аэрозольного заполнения стратосферы продуктами извержения вулкана Эль-Чичон. Целая серия станций лазерного зондирования, расположенных на разных широтах и долготах в северном и южном полушариях, впервые обеспечила получение реальной модели динамики распространения вулканического облака в глобальном масштабе. Можно с уверенностью считать, что сегодня не существует других методов решения подобной задачи.

Подчеркнем, что указанная модель была успешно использована для разработки соответствующей трехмерной модели климатиче-

ского воздействия извержения вулкана Эль-Чичон. Она же позволила получить надежные данные о выброшенной в стратосферу общей массе аэрозолей.

3.1.2. Многочастотные зондирования аэрозолей и облаков

Метод многочастотного лазерного зондирования аэрозолей атмосферы был развит и применен на практике в Институте оптики атмосферы [7, 8]. На рис. 3.1 приведена великолепная илллюстра-



Рис. 3.1. Восстановленные спектры размеров частиц дымки, полученные в результате трехчастотного лазерного зондирования.

ция успешного применения этого метода для получения распределений числа частиц дымки по размерам на высотах от 360 до 660 м через каждые 30 м, восстановленная из данных трехчастотного лазерного зондирования (λ =0,53; 0,69 и 1,06 мкм). Зондирование проводилось в 0 ч 30 мин. Аналогичные результаты были получены в 1 и 2 ч, что позволило проследить за деформацией спектров размеров частиц на различных высотах во времени.

3.1.3. Поляризационное зондирование

При наличии в лидаре поляризационной приставки, позволяющей получать линейно поляризованные и кроссполяризованные компоненты эхо-сигнала и, следовательно, определять степень деполяризации отраженного сигнала, открываются принципиально новые возможности зондирования. На рис. 3.2 иллюстрируется одна из таких возможностей зондирования облаков. Сплошные



Рис. 3.2. Эхо-сигналы зондирующих импульсов (линейнои кроссполяризованная компоненты, соответственно I_l и I_r).

кривые на рисунке — расчетные зависимости интенсивности линейной и кроссполяризованной компонент эхо-сигналов, пунктирные — экспериментальные данные, полученные при близких к расчетным условиям [35].

Наличие отличной от нуля кроссполяризованной компоненты может быть обусловлено или эффектами многократного рассеяния, или — при однократном рассеянии — несферичностью частиц. Таким образом, при измерениях кроссполяризованной компоненты эхо-сигналов с малых оптических толщ облака, когда эффектами многократного рассеяния можно заведомо пренебречь, возможно однозначно определять фазовое состояние облака (водное или кристаллическое). Подчеркнем, что эхо-сигналы от облаков достаточно велики, поэтому указанный метод определения фазового состояния облаков может быть успешно использован при измерениях с борта космического корабля или спутника.

Рисунок 3.3 иллюстрирует еще одну заманчивую возможность практического использования поляризационных эффектов при лазерном зондировании аэрозолей. В левой части этого рисунка изображены вертикальные профили компонент Q, U и V вектор-параметра Стокса и угловой позиции доминирующего положения плоскости поляризации эллиптически поляризованного излучения ж эхо-сигнала для интервала высот 4... 26 км. В правой части ри-



Рис. 3.3. Вертикальные профили параметров Q, U, V и величины \varkappa и β_{π} , полученные в результате лазерного зондирования.

сунка — вертикальный профиль объемного коэффициента рассеяния по направлению назад. Указанные результаты получены по предложенному нами оригинальному методу измерения всех четырех компонент вектор-параметра Стокса в эхо-сигнале зондирующих импульсов [35].

Отличие от нуля величины к на всех высотах свидетельствует о наличии эллиптической поляризации эхо-сигналов, которая может быть объяснена отражением от частиц продолговатой формы, преимущественно ориентированных в пространстве. Изменение к с высотой тогда должно быть связано с соответствующим изменением преимущественной ориентации частиц.

Особенно примечательными являются зависимость четвертой компоненты вектор-параметра Стокса V от высоты и смена ее знака в районе тропопаузы, указывающая на изменение правосторонней эллиптической поляризации на левостороннюю, что может быть объяснено различными свойствами частиц в тропосфере и стратосфере.

Таким образом, измерение всех четырех компонент вектор-параметра Стокса открывает принципиально новые возможности для изучения аэрозолей атмосферы и, прежде всего, определения их формы и ориентации в пространстве. Подчеркнем, что описанный метод требует для использования лишь призмы Воллостона и четвертьволновой пластинки, устанавливаемых при анализе эхосигнала зондирующего импульса под определенными углами к референтной плоскости. Он вполне может быть использован при зондировании аэрозолей из космоса.

3.2. Зондирование аэрозолей тропосферы

Нижний слой тропосферы называется слоем трения, или планетарным пограничным слоем (ППС). Вертикальная протяженность его считается равной нескольким километрам в зависимости от орографии местности. Выше этого слоя расположен слой своболной атмосферы, про-

стирающийся до тропопаузы.

Характерной особенностью ппс является исключительная изменчисостояния на вость его высотах. обусловвсех ленная и горизонтальныперемещениями воз-ΜИ душных масс влоль поверхности Земли, и соответствующими процессами в вертикальном направлении. Изучение этих процессов подвластно дистанционным методам и, прежде всего, методам лазерного зондирования аэрозолей в рутинном режиме. Однако этого пока

Рис. 3.4. Зависимость концентрации частиц от высоты. Март—ноябрь 1987 и 1988 гг.



не происходит из-за необходимости получать огромные массивы статистически обеспеченных данных с довольно высоким пространственным и временным разрешением. По указанной причине зондированию ППС уделяется пока совершенно недостаточное внимание. Ниже мы рассмотрим буквально несколько работ, выполненных в этом направлении в последние годы.

В работе [20] приведены данные об усредненных профилях

зависимости концентрации аэрозолей от высоты, полученные в течение двух резко отличающихся лет во время тропических муссонов в районе г. Пуна (Индия) (рис. 3.4). В измерениях использовался лазер на ионах аргона со средней мощностью 1,7 Вт на длине волны 514,5 нм, приемная система с зеркалом диаметром 250 мм. Приемная и передающая части лидара были размещены на расстоянии 60,2 м, обеспечивая редко применяемую бистатическую схему зондирования.

У каждого профиля в скобках приведены числа профилей, использовавшихся для усреднения в тот или иной месяц (обозначено римской цифрой). К сожалению, в работе не обсуждается вопрос о том, какой интервал размеров частиц определяет значения концентраций, изменявшихся более чем на порядок величины, не дается также полной интерпретации поведения полученных вертикальных профилей.

Использование лидаров для детального зондирования аэрозоля в горной котловине продемонстрировано в работе [28], в которой одновременно применены два лидара, работавшие по моностатической и коаксиальной схемам. В обоих использовался АИГ Nd-лазер с энергией 25 мДж в импульсе длительностью 15 нс, с частотой следования 50 Гц и приемным зеркалом диаметром 150 мм.

Круглосуточное горизонтальное и вертикальное сканирование лидаров позволило получить богатую информацию об аэрозольной структуре ППС в горной котловине, проследить динамику ее заполнения в зависимости от координат и времени как в условиях стабильного состояния, так и при интенсивной конвекции. Измерения были провит ны в различные сезоны года. олнако в работе содержа ые за шесть дней июня 1988 г. Приведем здесь с н тения наиболее интересный результат, чи в ППС горной котловины в стасвидетель бильн эй структуры температурных инвер-. 250, 300... 500 и 800... 1200 <u>C</u>

> м зондировании аэрозолей инчализу результатов зондироваю самолетных лидаров будут

> > стратосферы чи

> > > чюгими группами ка. Здесь мы расчные авторами зондированию

В докладе [22] представлены результаты статистического анализа рутинного зондирования вертикальных профилей стратификации аэрозолей в единицах отношения объемных коэффициентов обратного аэрозольного и молекулярного рассеяния R(H) для интервала высот 5... 40 км за период 1986... 1989 гг. Зондирование проводилось в районе г. Томска на длине волны 532 нм с вертикальным разрешением 375 м. Анализу подвергнуто 195 профилей ночных измерений, проведенных с помощью стационарного лидара с приемным зеркалом диаметром 1 м. Средняя мощность используемого излучения 2-й гармоники лазера на алюмоиттриевом гранате составляла примерно 1 Вт.

На рис. 3.5 представлены средние статистические профили R(H) для зимы и лета 1989 г., свидетельствующие о ряде специфических особенностей их поведения, а именно: летний профиль указывает на существование четко выраженного минимума в интервале высот 13... 16 км наряду с максимумом на высотах 19— 20 км, обязанном наличию известного слоя Юнге. В зимних условиях совпадение значений R(H) с летними имеет место только в интервале высот 20... 26 км.

Среди других результатов, представленных в этом докладе, приведем иллюстрацию существования волновых процессов, отражающихся в поведении индивидуальных профилей (рис. 3.6). На рисунке представлены два профиля, полученные через 25 мин один после другого. В том и другом случае видна волновая структура на высотах более 25 км, притом максимумы и минимумы находятся в противофазе. Исследования волновой структуры на высотах 30... 45 км показали, что вероятность ее существования значительно больше в осенний и весенний сезоны года в районе Западной Сибири.

Хорст Джёгер из Фраунгофферовского института атмосферных исследований (Гармиш-Партенкирхен, ФРГ) и Давид Хофман (университет штата Вайоминг, США) в докладе [25] представили, с одной стороны, результаты исследований микроструктуры стратосферного аэрозоля, с другой стороны, ряды рутинного зондирования аэрозолей стратосферы с помощью лидаров. Оба автора представляют две известные группы по указанным направлениям. совместное использование результатов исследований которых дает качественно новые данные. Подчеркнем характерную особенность исследований атмосферы и протекающих в ней процессов, имевших место в последние годы. Данная особенность связана с разработкой и реализацией крупномасштабных программ и проектов с участием различных коллективов из разных стран, с привлечением наземных, самолетных и космических средств зондирования атмосферы. Эта перспективная тенденция несомненно имеет принципиальное значение и будет развиваться ускоренными темпами и дальше. Далее в отдельном параграфе рассмотрим проблему исследования аэрозольных ансамблей частиц.

Возвращаясь к работе [25], кратко суммируем, с одной стороны, результаты, полученные группой университета штата Вайоминг, с другой стороны, дадим характеристику данных зондирования аэрозолей с помощью лидаров. Прежде всего отметим, что группа Хофмана несомненно является если не единоличным лидером, то по крайней мере одним из лучших коллективов в мире в рассматриваемом направлении как с точки зрения разрабатываемой аппаратуры, так и ее успешного активного использования



Рис. 3.5. Среднестатистические вертикальные профили *R* для лета (1) и зимы (2) 1989 г.



Рис. 3.6. Два индивидуальных профиля *R* (*H*), разделенные временем в 25 мин:

1) 19 ч 38 мин... 19 ч 53 мин; 2) 20 ч Об мин... 20 ч 21 мин.

для получения статистически обеспеченных данных по концентрации частиц стратосферного аэрозоля.

Аппаратура для измерения концентрации частиц аэрозоля, поднимаемая в стратосферу на баллонах, обеспечивает определение счетной концентрации частиц с использованием шести каналов, начиная с минимального размера 0,01 мкм (I канал) и далее 0,15 мкм (II канал), 0,25 мкм (III канал), 0,95 мкм (IV канал), 1,2 мкм (V канал) и 1,8 мкм (VI канал). При использовании первых трех каналов спектры размеров частиц описываются одномодальным логарифмически нормальным распределением, в то время как данные всех шести каналов обеспечивают получение двухмо-
дального логнормального распределения. Из полученных данных строится соответствующая модель высотного распределения параметров микроструктуры с шагом 1 км. На основе этой модели далее могут быть получены всевозможные интегральные характеристики, например, как приводится в докладе, средние данные по концентрации и распределению по размерам частиц в зависимости от времени (1980... 1997 гг.) в слоях стратосферы 15... 20, 20... 25 и 25... 30 км.

Далее полученная модель используется для сопоставления данных расчетов с данными лазерного зондирования с использованием рубинового лазера ($\lambda = 694,3$ нм) и лазера на АИГ Nd (длины волн 1064 и 532 нм). При этом при расчетах задаются химический состав частиц, комплексный показатель преломления. Авторы утверждают, что предложенная модель и ее применение к интерпретации данных лазерного зондирования аэрозолей стратосферы годятся для интерпретации данных лазерного зондирования в среднеширотной зоне в планетарном масштабе.

На рис. 3.7 приведена иллюстрация применения рассматриваемой схемы для описания результатов лазерного зондирования аэрозолей в интервале высот 15... 20 км одночастотным лидаром на длине волны 694,3 нм за период 1980... 1987 гг. На соответствующих временных зависимостях представлены следующие интегральные для слоя 15... 20 км характеристики: объемный коэффициент обратного рассеяния; массовая концентрация; оптическая толща; площадь поверхности частиц.

В заключение кратко остановимся еще на одном докладе [26], посвященном развитию метода поляризационного зондирования аэрозоля, первые неординарные результаты которого были получены в Институте оптики атмосферы (см. рис. 3.3 и раздел 3.1.3). В этом докладе приведены новые данные зондирования за 1988, 1989 гг. Их результаты представлены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Типы аэрозолей стратосферы, характеризующиеся различными значениями параметров Стокса (Q, U и V)

	Параметр Стокса							
Тип	Q	U	V					
I II III IV V	$ \begin{vmatrix} \approx 1 \\ < 1 \\ < 1 \\ < 1 \\ < 1 \end{vmatrix} $	≈0 ≈0 ≈0 ≈0 ≈0 >0	≈0 ≈0 ≈0 >0 >0					

Используя данные таблицы и зная свойства симметрии матрицы обратного рассеяния, в принципе можно идентифицировать



Рис. 3.7. Временная зависимость оптической толщи, массовой концентрации и площади поверхности частиц, полученная из данных по обратному рассеянию при лазерном зондировании в Гармиш-Партенкирхене для слоя 15... 30 км на длине волны лазера 694,3 нм:

 $I - сечение столба, 2 - оптическая толща (<math>\lambda = 694$ нм), 3 - интегральная масса, 4 - интегральное обратное рассеяние.

приведенные комбинации значений параметров Стокса с определенной принадлежностью к соответствующим типам ледяных частиц. Дальнейшее применение этого метода несомненно должно привести к новым неординарным результатам. Еще раз следует подчеркнуть, что добавка к лидару соответствующей поляризационной приставки сулит получение принципиально новой информации, ни в какой степени не сравнимой с мизерной по сравнению с лидаром стоимостью приставки.

3.4. Зондирование облаков наземными лидарами

Оптические толщи облаков нижнего яруса столь велики (десятки и сотни), что зондирующий лазерный импульс может сформировать эхо-сигналы, свободные от влияния эффектов многократного рассеяния лишь в небольших приграничных слоях, соответствующих оптическим толщам в несколько единиц, в зависимости от расстояния до облака и его оптических свойств, углов расходимости источника и поля зрения приемной системы. Это обстоятельство объясняет слабый интерес исследователей к лазерному зондированию облаков нижнего яруса. Соответственно и мы в данном параграфе основное внимание уделим результатам зондирования облаков верхних ярусов, которое может быть проведено от нижней до верхней границы.

В [24] представлены результаты лазерного зондирования серебристых облаков, проведенного впервые в ночь с 5 на 6 августа 1989 г. в Норвегии (69° с.ш., 16° в.д.) с помощью лидара Боннского университета. Точнее говоря, речь идет об обнаружении слоя 2-км толщины, высота которого за время зондирования от 22 ч 20 мин до 0 ч 10 мин местного времени изменилась с 83,2 до 82,2 км (рис. 3.8). В 0 ч 10 мин эхо-сигнал от этого слоя был подавлен более мощным эхо-сигналом резонансного рассеяния от атомов Na. Проведенная оценка оптической толщи обнаруженного слоя показала значение 4.10⁻⁵ в максимуме.

Значительное количество работ, выполненных в последние годы по лазерному зондированию облаков наземными методами, посвящено проблемам исследования полярных стратосферных облаков (ПСО), впервые обнаруженных в 1982 г. [24], а также циррусам. Для иллюстрации эффективности использования наземных лидаров для зондирования ПСО рассмотрим основные результаты работы [29], объединяющей усилия итало-французской программы исследования Антарктики. Зондирования проводились на станции Дюмон Д'Юрвиль с помощью лидара на длине волны 532 нм с линейно поляризованными импульсами с частотой следования 4 Гц с поляризационной приставкой, обеспечивавшей измерения степени деполяризации эхо-сигналов.

Зондирования начались в начале января 1989 г. и продолжались в течение всего антарктического лета до конца апреля. При появлении ПСО измерения продолжались непрерывно до 10 ч подряд, при этом на получение усредненного профиля уходило



Рис. 3.8. Эхо-сигналы лазерных импульсов в стробах по 200 м: *а* — при 6000 импульсах, 22 ч 55 мин. . . 22 ч 58 мин; *б* — при 4828 импульсах, 23 ч 04 мин. . . 23 ч 04 мин. . . . 23 ч 14 мин, мощный сигнал от D-линии Na с максимумом у высоты примерно 90 км.

10... 15 мин. В течение мая и июня не обнаружено появления ПСО в связи с тем, что их образование происходит при температуре не выше — 80 °С, которая во все дни в стратосфере ни разу не реализовалась. Появление ПСО и их зондирование имели место 27 и 28 июля, 2, 3, 18, 19, 28, 29 и 30 августа, 2, 9, 15, 16, 19 и 20 сентября. На рис. 3.9 представлен высотный профиль объемного коэффициента обратного рассеяния с четко выраженной слоистой структурой внезапно появившихся облаков 27 и 28 июля в интервале высот 15... 23 км. При этом степень деполяризации эхо-сигналов имела значение от 35 до 40 %.

Во второй половине августа и в сентябре высоты облаков были значительно меньше, а именно от 9 до 14 км. Весьма высокие значения R(H), до 4,5, были зарегистрированы 19 и 20 сентября при степени деполяризации примерно 25%. В заключение авторы подчеркивают, что лидар оказался очень интересным и надежным

инструментом исследования ПСО, а измерения степени деполяризации весьма перспективны, хотя интерпретация их значений требует специальных усилий.

В работе [27] приведены данные зондирования стратосферных облаков над Обнинском и Минском в период с 31 января до 4 фев-

1989 г. С помошью раля однотипных лидаров «Макет», использующих 2-ю гар-АИГ Nd монику лазера (длина волны 532 нм). На рис. 3.10 приведены вертипрофили отношекальные ния R. полученные 1 февраля 1989 г. Сравнение полученных в [27] данных с результатами описанных выше работ по лазерному ПСО показондированию последние зывает, что не отпрактически ничем личаются облаков OT в умеренных широтах, кроме вероятности ИХ возникновения. зависяшей прежде всего от температуры. В частности, по данным ра-

Рис. 3.9. Высотная зависимость объемного коэффициента обратного рассеяния ПСО, полученная на станции Дюмон Д'Юрвиль (66°40' ю. ш., 140°01' в. д.) в Антарктиде 28 июля 1989, местное время 7 ч 40 мин.



рассеяния

диозондирования температура в районе обнаружения облаков была 192 К, что соответствует вероятности их появления не менее 20 %.

Работа [34] хорошо иллюстрирует возможности использования лидаров для зондирования циррусов. Первый стационарный лидар с диаметром приемного зеркала около 60 см, второй мобильный — с приемным зеркалом 44 см и энергией в импульсах примерно 400 мДж для длины волны $\lambda = 532$ нм и 200 мДж для $\lambda = 355$ нм. Авторы предложили оригинальный метод определения объемных коэффициентов ослабления и рассеяния назад, состоящий в одновременном зондировании облака на просвет и воздуха, свободного от облака.

На рис. 3.11 и 3.12 приведены гистограммы геометрической глубины и нижней границы циррусов, полученные в [34] из ре-



Рис. 3.10. Вертикальные профили отношения рассеяния *R*, полученные при зондировании стратосферных облаков над Обнинском 1 февраля 1989 г.

Местное время: 1) 1 ч 15 мин; 2) 2 ч 18 мин; 3) 2 ч 48 мин; 4) 4 ч 48 мин.



Рис. 3.11. Гистограмма значений геометрической глубины циррусов. 15 сентября 1988 г., местное время 21 ч 53 мин 26 с... 22 ч 37 мин 43 с.



Рис. 3.12. Гистограмма высот нижней границы циррусов. 15 сентября 1988 г., местное время 21 ч 53 мин 26 с... 22 ч 37 мин 43 с.

зультатов зондирования 15 сентября 1988 г. Видно, что исследованные облака имели нижнюю границу в узком интервале высот. от 8.9 до 9,7 км, а их геометрическая глубина от 0,1 до 0,8 км при наиболее вероятном значении 0,3... 0,4 км. В тексте доклада приводится интервал значений оптической толщи исследованных облаков 0.002... 0.2. Приведем также значения высот, на которых были обнаружены циррусы, и их оптических толщ в других работах. В [23] по данным зондирования, проведенного 12 января 1988 г., оптическая толща достигала 0,7, инте 8,8... 11 км, максимум коэффициента ослабления интервал высот приходился на высоту 9,3 км. В [17] аналогичные результаты получены 14 октября 1989 г., а именно: коэффициент ослабления в наиболее плотной части облака составлял 0,45 км-1, интервал высот 8.2... 9,6 км, максимум коэффициента ослабления на высоте 8.9 км. оптическая толша 0.4.

3.5. Лазерное зондирование аэрозолей и облаков самолетными лидарами

Прогресс в развитии лазеров, электроники и вычислительной техники обусловил огромный интерес к проблеме использования лидаров на борту самолетов для получения огромных массивов данных зондирования с обширных территорий за относительно короткое время. Наибольший прогресс в этом направлении достигнут в группах Э. Броуэла и П. Мак-Кормика из Лэнгли исследовательского центра НАСА (г. Хэмптон, штат Верджиния) [18, 19, 30]. В самое последнее время это направление активно начало развиваться во Франции [31] и в Германии [20, 32]. Значительный опыт использования самолетов-лабораторий для исследования аэрозолей и облаков оптическими методами, включая лидары, накоплен в Институте оптики атмосферы и Центральной аэрологической обсерватории. Первый самолетный лидар в Институте оптики атмосферы был создан и использован одновременно с наземным лидаром для определения лидарного отношения. Полученные высотные профили этого отношения были доложены на 6-й Международной конференции по лазерному зондированию атмосферы в 1974 г., проходившей в г. Сендае в Японии. Справедливости ради следует признать, что эти интересные пионерские работы не удалось нам развернуть в крупные программы прежде всего из-за отсутствия надежных лазеров и других компонент самолетных лидаров.

Приведем теперь наиболее яркие примеры успешного использования самолетных лидаров для зондирования облаков и аэрозолей в последние годы. В [18] представлены результаты самолетного зондирования аэрозолей и озона в период с 10 июля по 12 августа 1988 г. при различных условиях, реализующихся в атмосфере над тундрой Аляски, а также над океаном и ледовым покрытием. Зондирования проводились как в надир, так и в зенит, охватывая интервал высот от подстилающей поверхности до тропопаузы и выше. При зондировании полярных воздушных масс, переносившихся над льдами не более чем 3 сут, распределение аэрозолей оказалось весьма однородным. При зондировании аэрозолей над тундрой и океаном обнаружено резкое увеличение эхо-сигналов над океаном, а также четко выраженная разница в значениях высоты слоя перемешивания.

Основные результаты самолетной арктической стратосферной экспедиции, проведенной совместно НАСА и NOAA в период 6 января — 12 февраля 1989 г., рассмотрены в [19]. Для нас представляет интерес прежде всего та ее часть, которая связана с лазерным зондированием аэрозолей и ПСО. На самолете DC-8 был установлен лидар, обеспечивавший зондирование на шести длинах волн: 301,5 и 311 нм для зондирования озона; 603 и 1064 нм для определения профилей R(H) для аэрозолей и ПСО и 603 и 1064 нм с поляризационными приставками для нахождения степени деполяризации. Распределения указанных параметров получены в результате 15 полетов, каждый протяженностью примерно 8000 км за 10 ч. В результате была охвачена территория между широтами 59° с. и Северный полюс, меридианами 40° з. и 20° в.

Полярные стратосферные облака в этой экспедиции обнаружены в 10 из 11 полетов в районе полярного вихря между 6 января и 2 февраля на высотах от 14 до 27 км, притом наиболее часто они встречались на высоте около 20 км. Их вертикальная протяженность более 2 км, горизонтальная — более 200 км, притом обнаружено два типа ПСО с четко выраженным различием оптических характеристик. Один тип обнаружен на широтах 85—90° на высотах 16-21 км при температуре 194,5-197,5 К со средним значением R = 1,35 для $\lambda = 603$ нм и R = 3,3 для $\lambda = 1064$ нм и значениями степени деполяризации для этих длин волн соответственно 48 и 45 %. Второй тип характеризуется значением R > 10, степенью деполяризации более 30 %, температурой не менее 190 К, высотами 16... 25 км и расположен на широтах 60... 73°С. Качественно аналогичные результаты получены в той же экспедиции с лидаром на АИГ Nd-лазере с длиной волны 532 нм и поляризационной приставкой [30].

В докладе [31] дается обстоятельное описание новой французской программы Leaudre, в которой предусматривается создание и использование ряда лидаров для исследований по метеорологии. Первый этап этой программы завершен созданием самолетного лидара для зондирования профилей обратного рассеяния в ноябре 1989 г. Фактически эта программа является естественным продолжением работ по лазерному зондированию наземными лидарами.

Главные акценты программы Leaudre связаны с детальным исследованием ППС и более высоких слоев тропосферы. Самолетное зондирование планируется развивать в следующие три этапа: 1) аэрозоль и облака; 2а) водяной пар, аэрозоли и облака; 26) давление, температура, аэрозоли и облака; 3) скорость ветра. Для осуществления первых двух этапов создаются аэрозольный лидар обратного рассеяния и лидар дифференциального поглощения. На третьем этапе будет использован лидар на CO₂-лазере с гетеродинным приемом эхо-сигналов. Все компоненты лидаров проработаны в высшей степени глубоко и надежно, включая весогабаритные характеристики, полную автоматизацию всех систем, первоначальную обработку информации, получаемой в каждой из них с последующим переводом ее в центральный компьютер. Не вызывает сомнения, что в ближайшие годы появится мощное



Рис. 3.13. Блок-схема самолетного DIAL лидара для измерения водяного пара.

средство комплексного исследования протекающих в тропосфере атмосферных процессов. Первый этап программы прошел успешные испытания.

Последние достижения в разработке и применении самолетных лидаров для зондирования аэрозолей и облаков в Институте атмосферы Германского агентства Физики аэрокосмического (г. Пфаффенхофен) были представлены на 15-й Международной конференции по лазерному зондированию в докладах [21, 32].Первая из лидарных систем предназначена для самолетного зондирования аэрозолей и водяного пара в надир. В качестве источника используется лазер на красителе, накачиваемый второй гармоникой АИГ Nd-лазера. Выходная энергия зондирующих импульсов на длине волны 720 нм с максимальной частотой следования 10 Гц составляет 30 мДж, диаметр приемной антенны 0,4 м. В качестве носителя используется метеорологический самолет «Фалькон-20». Зондирования начали проводиться 1989 в Г. На рис. 3.13 представлена блок-схема этого лидара.

Результаты исследования ПСО в районе Арктики. Февраль 1988 г.

Дата	Коорд	цинаты		Высота		Высота	Температура
	с. ш.	В. Д.	^о max' км ⁻¹	(км) для ^Ф тах	δ _{max}	(км) для ^о тах	(°С) в рай- оне б _{тах}
$\begin{array}{c} 3.02 \\ 3.02 \\ 4.02 \\ 4.02 \\ 4.02 \\ 5.02 \\ 5.02 \\ 5.02 \end{array}$	81°35′ 83°16′ 82°18′ 86°24′ 89°30′ 87°41′ 88°07′	58°06' 58°08' 58°02' 58°05' 58°12' 61°17' 62°14'	$3,5 \cdot 10^{-3} 8,2 \cdot 10^{-3} 4,0 \cdot 10^{-3} 1,2 \cdot 10^{-2} 7,8 \cdot 10^{-3} 6,2 \cdot 10^{-4} 4,6 \cdot 10^{-4}$	22,1 22,3 23,3 23,6 23,2 22,8 22,9	$\begin{array}{c} 0,32\\ 0,35\\ 0,24\\ 0,38\\ 0,34\\ 0,26\\ 0,21 \end{array}$	22,4 22,5 23,4 23,7 23,4 22,6 22,7	82 83 82,5 84 83 81 80,5

Таблица 3.3

Средние значения нижней (H_B) и верхней (H_B) границ ПСО и о и в в их окрестностях. Февраль 1988 г.

Дата	Н _н , км	Н _в , км	σ, км~ ¹	δ
3.02 4.02 5.02	21,0+0,322,6+0,421,8+0,3	24, 4 + 0, 425, 8 + 0, 523, 7 + 0, 4	$(5,6+1,2)\cdot 10^{-4}$ $(8,2+1,6)\cdot 10^{-4}$ $(2,6+0,4)\cdot 10^{-4}$	$\begin{array}{c} 0,23+0,04\\ 0,31+0,05\\ 0,21+0,04 \end{array}$

Вторая самолетная лидарная система [32], создаваемая для целей зондирования атмосферы в арктических широтах, нацелена на исследования ПСО и озона при зондировании в зенит. Испы-



тания системы, проведенные в январе 1989 г. в полетах около береговой полосы Норвегии около Тромсе, показали ее возможности зондирования ПСО сквозь слой циррусов (рис. 3.14).

В докладе Алексеева А. Р. и др. [16] сообщаются данные о лидарном зондировании полярных стратосферных облаков в зимний период 1988/ 89 г. с самолета-лаборатории ИЛ-18. Зондирование осуще-

Рис. 3.14. Зондирование ПСО, расположенных на высотах 15,5... 20,5 км с максимумом плотности на высотах 17... 18,5 км через слои циррусов, расположенных на высотах 8,5... 10 км. Высота полета 5 км.

ствлялось на длине волны 532 нм до высоты 26 км. В табл. 3.2 и 3.3 представлены полученные данные.

В табл. 3.2 σ_{max} и δ_{max} — соответственно максимальные значения объемного коэффициента аэрозольного ослабления и степени деполяризации.

В процессе проведенных зондирований ПСО наблюдались на высотах 20... 26 км при температурах ниже —76 °С с оптической толщей от $4 \cdot 10^{-4}$ до $3,5 \cdot 10^{-3}$, которая повышалась при понижении температуры. При этом σ и δ принимали значения порядка 10^{-4} ... 10^{-2} км⁻¹ и 0,2... 0,4 соответственно. Облака не наблюдались при температурах выше —76 °С.

3.6. Зондирование индустриальных аэрозолей

Стремительные темпы индустриальной деятельности человека сопровождаются все возрастающим загрязнением окружающей среды. Самым распространенным загрязнителем в атмосфере несомненно является аэрозоль, основная масса которого выбрасывается из труб всевозможных промышленных объектов. При этом устранение этих вредных выбросов в атмосферу путем внедрения безотходных или даже малоотходных технологий в ближайшие годы весьма проблематично. Более того, в тех случаях, когда эти технологии и будут созданы, включая использование совершенных систем очистки от вредных выбросов, проблема соответствующего надежного контроля продолжает оставаться актуальной. Таким образом, методы мониторинга характеристик индустриальных аэрозолей имеют принципиальное значение. Не вызывает также сомнений, что первостепенную роль в этих методах должны занимать дистанционные и, прежде всего, методы лазерного зондирования.

В зависимости от задач зондирования, требования, предъявляеные к используемым лидарам, существенно изменяются. Так, например, для получения информации о распределении массовой концентрации аэрозоля в первом приближении достаточно использовать одночастное зондирование. Если же требуется определять микрофизические параметры аэрозоля (концентрация и спектр размеров частиц), необходимо использовать или многочастотное, или многоугловое зондирование. Для определения компонент комплексного показателя преломления частиц требуются дополнительные ухищрения, скажем увеличение числа длин волн или углов зондирования, или применение поляризационных эффектов или их соответствующей комбинации, или, наконец, других принципиально новых подходов.

Наиболее важным с точки зрения удовлетворения потребностей практики является определение распределения массовой концентрации индустриальных аэрозолей, информация о которой, вообще говоря, нужна в подавляющем большинстве случаев в первую очередь. По указанной причине мы начинаем изложение материала данного параграфа с вопроса о массовой концентрации аэрозоля, следуя работе [9].

3.6.1. Зависимость коэффициента ослабления от массовой концентрации аэрозоля

3.6.1.1. Теоретические оценки

При известных параметрах микроструктуры аэрозоля (функции распределения частиц по размерам f(a) и показателе преломления m) связь между массовой концентрацией гомогенного аэрозоля M и коэффициентом рассеяния имеет вид

$$M = \mu \sigma, \qquad (3.1)$$

где

$$\mu = \frac{2\lambda}{3\pi} \rho_a \frac{\int\limits_{0}^{\infty} x^3 f(x) dx}{\int\limits_{0}^{\infty} x^2 f(x) K(m, x) dx}.$$
(3.2)

Здесь $x = 2\pi a/\lambda$ — параметр Ми [25]; K(m, x) — фактор эффективности рассеяния на частице радиуса a; ρ_a — плотность аэрозольного вещества.

Из (3.2) видно, что коэффициент пропорциональности μ между M и σ зависит сложным образом от вида функции распределения частиц по размерам и показателя преломления аэрозольного вещества. Рассмотрим два случая, в которых эта зависимость упрощается.

1. Выберем длину волны зондирующего излучения таким образом, чтобы максимальное значение параметра Ми x_{max} для рассматриваемого ансамбля полидисперсного аэрозоля соответствовало диапазону x, на котором фактор эффективности K(m, x) достигает первого максимума. В этой области значений x величина K допускает удовлетворительную аппроксимацию с помощью линейной функции

$$K(m, x) \approx nx. \tag{3.3}$$

Подставляя (3.3) в (3.2), получаем

$$\mu = -\frac{2\lambda}{3\pi} \rho_a \eta^{-1}. \tag{3.4}$$

Из (3.4) следует, что коэффициент пропорциональности не чувствителен к вариациям спектра размеров частиц, если выполняются сформулированные выше предположения.

В табл. 3.4 приведены коэффициенты μ , полученные на основе строгих расчетов по теории Ми [25] для пяти длин волн и различных моделей водной дымки. Видно, что для $\lambda = 0,7$ мкм ошибка

в выборе коэффициента μ , обусловленная неопределенностью типа дымки, составит 25... 30 % от среднего, взятого по трем значениям. Переход в коротко- или длинноволновую область (более 0,7 мкм) не улучшает, а существенно ухудшает положение, так как разброс μ становится более 50%. По-видимому, длине волны $\lambda = 0,7$ мкм соответствует диапазон размеров частиц, вносящий определяющий вклад как в суммарный объем аэрозольного вещества, так и в коэффициент рассеяния для рассмотренных моделей дымки.

Таблица 3.4

Тип дымки [12]	λ, мкм									
	0,45	0,7	1,19	1,94	3,9					
M L H	0,46 0,24 0,16	0,46 0,30 0,32	0,56 0,53 1,09	0,89 1,31 4,51	2,1 5,26 23,8					

Значения коэффициента µ в мг•км/м³ по теории Ми

2. Другой предельный случай реализуется при больших значениях параметра Ми, когда фактор эффективности рассеяния (ослабления) принимает значение, близкое к 2. Из (3.2) при $K(m, x) \approx 2$ следует

$$\mu = \frac{\lambda}{3\pi} \rho_a \frac{\int\limits_{0}^{\infty} x^{3} f(x) dx}{\int\limits_{0}^{\infty} x^{2} f(x) dx}.$$
(3.5)

Зададим функцию f (a) в виде модифицированного гамма-распределения [5]

$$f(a) = A_0 a^{\alpha} \exp\left[-ba^{\nu}\right], \qquad (3.6)$$

где A_0 , α , b, ν — параметры, которые можно определить экспериментально. Из (3.5) с учетом (3.6) получим

$$\mu = \frac{2}{3} \rho_{\mathbf{a}} v^{1/\nu} \alpha^{-1/\nu} \frac{\Gamma \left(\alpha + 4/\nu\right)}{\Gamma \left(\alpha + 3/\nu\right)} a_m. \tag{3.7}$$

Здесь a_m — модальный радиус, равный $a_m = (\alpha/b\nu)^{1/\nu}$; $\Gamma(\alpha, \nu)$ — гамма-функция.

В табл. 3.5 представлены рассчитанные по формуле (3.7) значения коэффициента µ для типичных моделей функций распределения крупнокапельных аэрозольных образований. Как видно, значения параметра µ существенно варьируют в зависимости от типа аэрозольной системы. Следовательно, оценка массовой концентрации аэрозоля (например, водности облаков) по коэффициенту рассеяния, если ничего неизвестно о параметрах микроструктуры, мо-

Таблица 3.5

	Парам	ения	_	
Тип аэрозольного образования	а _т , мкм	α	v	µ, мг·км/м ³
Облака [25] [25] [25] мощные кучевые [26] кучево-дождевые [26] слоистые [26] слоисто-кучевые [26] высоко-слоистые [26] высоко-кучевые [26] туманы радиационные адвективные	4 4 2 6 6 6 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5 5	$ \begin{array}{c} 6\\ 8\\ 3\\ 3\\ 1\\ 2\\ 2\\ 2\\ 2\\ 2\\ 2\\ 6\\ 3\\ \end{array} $	1 3 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	4,0 2,9 1,44 8,0 16,0 8,3 8,3 8,3 8,3 8,3 8,3 8,3 8,3 8,3 8,3

Значения коэффициента µ по формуле (3.7)

жет отличаться на порядок. При известном модальном радиусе точность оценок можно существенно повысить.

Представляет интерес исследовать возможность практической реализации предельных случаев, рассмотренных выше. Предположим, зондирование проводится на двух длинах волн, отстоящих недалеко друг от друга, так что изменением показателя преломления можно пренебречь. Предполагается также, что обе длины волн не попадают в линии или полосы поглощения. Тогда, очевидно, критерием справедливости аппроксимации фактора эффективности линейной функцией (3.3) должно быть соотношение

$$\lambda_1 \sigma \left(\lambda_1 \right) \approx \lambda_2 \sigma \left(\lambda_2 \right), \tag{3.8}$$

которое является приближенным, так как показатель преломления зависит от волнового числа и аппроксимация (3.3) также приближенная. Критерий выполнимости второго предельного случая тривиален. Вследствие независимости фактора эффективности от длины волны должно выполняться равенство

$$\sigma(\lambda_1) = \sigma(\lambda_2). \tag{3.9}$$

Можно рассмотреть вариант двухчастотного зондирования, когда для одной длины волны реализуется первый предельный случай, а для другой — второй. Однако использование этой относительно простой методики для исследования атмосферных аэрозолей в оптическом диапазоне волн затруднительно: применительно к крупнодисперсному аэрозолю (типа облачного) требуется лидар, работающий в видимом ($\lambda_1 \approx 0,53$ мкм) и далеком ИК-диапазоне ($\lambda_2 = 5...100$ мкм); при зондировании дымки необходимо введение частоты глубокого ультрафиолета, что в атмосферных условиях нереально в связи с сильным поглощением и молекулярным рассеянием. Более перспективно применение этой методики для определения параметров плотных крупнодисперсных сред с использованием комплекса метеорологический радиолокатор, работающий в субмиллиметровом диапазоне, и лидар. Возможность создания такой станции впервые показана сотрудниками Института оптики атмосферы и Главной геофизической обсерватории в 1975 г. [2].

3.6.1.2. Экспериментальные исследования коэффициента µ

Загрязнение воздушных бассейнов индустриальных центров происходит в результате выбросов аэрозолей многочисленными разнотипными источниками, что приводит к гетерогенности аэрозоля и значительным вариациям его микрофизических параметров. Поэтому в реальных условиях можно ожидать значительных отклонений коэффициента µ от рассчи-

танных теоретически на основе модельных представлений. С целью получения данных о коэффициенте µ проведены исследования в ряде промышленных центров.

Во время эксперимента (см. [9]) сравнивали оптические характеристики аэрозоля, измеренные с помощью лидара, с массовой концентрацией,

Рис. 3.15. Зависимость между коэффициентом обратного рассеяния и массовой концентрацией (по измерениям в г. Запорожье).

определенной путем прокачки воздуха через фильтры с последующим взвешиванием. Пункт забора проб находился вблизи локатора на уровне 1,5 м от поверхности земли. Время отбора пробы составляло 20 мин. За это время получено около десяти реализаций лазерно-локационных сигналов вдоль горизонтальной трассы. По сигналам определено среднее значение коэффициента обратного рассеяния на участке трассы, прилегающем к пункту отбора проб. Протяженность участка 50... 100 м. Усреднение по пространству и совокупности реализаций позволяет уменьшить влияние случайных флуктуаций плотности аэрозоля. Усреднение массовой концентрации при отборе пробы происходит автоматически.

Результаты сравнения представлены на рис. 3.15. Экспериментальные данные хорошо описывает линейная зависимость

$$M = 15,8\sigma_{\pi} - 0,16, \tag{3.10}$$

Прямая пересекается с осью σ_{π} не в нулевой точке. Это происходит вследствие ограниченной чувствительности метода опре-



деления массовой концентрации. Взвешивание фильтров, аспирированных в ситуациях, когда $\sigma_{\pi} < 0.01$ км⁻¹·ср⁻¹, дает нулевой результат.

Среднее значение лидарного отношения в этих экспериментах составляло 0,033. Оценка коэффициента связи между массовой концентрацией и коэффициентом ослабления дает значение $\mu = (0.52 \pm 0.34)$ мг·км/м³. Следует отметить, что измерения производили, как правило, в условиях низкой относительной влажности воздуха [10]. Тем не менее разброс от среднего значения коэффициента μ составляет около 70 %. По-видимому, основную роль в этом играют вариации микрофизических параметров аэрозоля, но не исключено влияние влажности.

Данные более детальных исследований влияния влажности и микрофизических параметров индустриального аэрозоля содержатся в [9].

3.6.2. Определение пространственного распределения аэрозольных загрязнений

Приведем некоторые результаты полевых измерений пространственного распределения аэрозольных загрязнений с помощью лидаров, полученные во время комплексных экспериментов. Они свидетельствуют о возможностях лидара в качестве обнаружителя аэрозольных загрязнений и прибора для дистанционного определения массовой концентрации аэрозоля [9].

Подробную оперативную информацию о переносе аэрозоля воздушными потоками можно получить с помощью автоматизированного сканирующего лидара, работающего с большой частотой посылки импульсов. В качестве примера на рис. 3.16 приведен



Рис. 3.16. Горизонтальный разрез аэрозольного поля над г. Разлог (НРБ).

один из горизонтальных разрезов «аэрозольного поля» над небольшим городом, полученный в утренние часы в условиях относительно чистой атмосферы (визуально не наблюдалось скоплений аэрозоля). В точке 0 находился лидар; в секторе 140... 170° расположен целлюлозно-бумажный комбинат, в секторе 0... 90° жилая зона города. Полуокружности с центром в точке 0 соединяют равноудаленные от лидара точки, расстояние до которых в метрах обозначено цифрами. Стрелки с буквой V показывают направление ветра; в районе комбината параметры V определяли по направлению и скорости сноса дымового шлейфа, в остальных точках — по стандартным метеоприборам. В приземном слое и на высоте 120 м ветер резко отличался направлением. Сплошными линиями на рисунке выделены линии равных концентраций аэрозоля, пропорциональные коэффициенту рассеяния, значения последнего в км⁻¹ указаны у изолиний.

Как видно из рисунка, лидар дает детальную картину аэрозольного поля в промышленной и жилой зонах. Если получать подобные «картины» через некоторые временные интервалы, то нетрудно определить направление переноса аэрозоля, наличие стоков аэрозоля, их эффективность и т. д. Таким образом, лидар становится весьма эффективным инструментом при решении задач современного градостроительства, позволяющим получать ответы на вопросы, связанные с размещением промышленных и жилых зон, особенно в условиях пересеченного рельефа местности.

3.6.3. Использование лидаров для оценки выбросов локальными источниками

Как отмечалось, эффективная борьба с загрязнением воздушной среды в индустриальных центрах невозможна без оперативных методов и средств контроля поступлений загрязняющих веществ в атмосферу от промышленных предприятий. Разрешенные выбросы аэрозоля проводят, как правило, локализованно с помощью ограниченного количества специальных устройств, их относят к разряду «организованных выбросов». Оптические характеристики аэрозоля подобных источников определяются спецификой соответствующих производств и могут быть определены экспериментально в лабораторных или натурных условиях, что существенно упрощает задачу интерпретации данных лазерного зондирования.

Рассмотрим методику применения лидаров для диагностики аэрозольных шлейфов на примере эксперимента, по определению параметров дымовой колонки от локального очага пожара [9]. Этот эксперимент проведен в контролируемых условиях и интересен тем, что удалось сравнить результаты лазерного зондирования интенсивности дымовыделения с аналогичными теоретическими оценками, выполненными в соответствии с общепринятой моделью локального пожара. Пожар имитировался сжиганием штабеля древесины. Размеры штабеля $6 \times 6 \times 3$ м. Время горения с момента поджога до полного разрушения остова штабеля около 40 мин.

Пазерный локатор был удален на 480 м от очага горения. Для построения пространственной картины распределения аэрозоля по сечениям дымовой колонки лидаром сделано девять азимутальных сечений колонки. Схема сканирования «лучом» лидара по дымовой колонке приведена на рис. 3.17. Угловое расстояние между трассами зондирования в азимутальной плоскости 16,7 мрад, между угломестными сечениями — 10,4 мрад. составляло



Рис. 3.17. Схема сканирования диаграммой направленности лидара по дымовой колонке.

r — расстояние от очага горения.

На рис. 3.18 приведены два азимутальных сечения дымовой колонки. Области одинаковых значений коэффициента ослабления выделены соответствующей штриховкой. Цифрами обозначены коэффициенты ослабления в относительных единицах. Из рисунка видно, что распределение аэрозоля по сечению шлейфа неоднородно. С увеличением высоты подъема (или расстояния от источника) шлейфа количество неоднородностей возрастает, а его поперечные размеры увеличиваются, что обусловлено, по-видимому, процессами турбулентной диффузии. Для оценки массовой концентрации аэрозоля, выносимого в атмосферу при горении древесного штабеля, предварительно в лабораторных условиях был измерен коэффициент связи между массовой концентрацией древесного дыма и коэффициентом ослабления, который оказался равным $\mu = 0.4$ мг·км/м³. Лидарные наблюдения за интенсивностью дымовыделения позволили оценить массу аэрозоля (в процентном отношении), поступившего в атмосферу

при горении 9 т древесины в течение 40 мин. Количество аэрозольного вещества составило M = 160 кг, т. е. приблизительно 1,5-2% начальной массы; доля несгоревшего вещества 10-11%. Если учесть, что на газовые компоненты при горении древесины прихо-



Рис. 3.18. Азимутальные сечения дымовой колонки на высотах 8 м (а) и 28 м (б).



Рис. 3.19. Вертикальный разрез дымового шлейфа от трубы ТЭЦ.

дится 87—88 %, то полученные в эксперименте цифры по массе выделившегося аэрозольного вещества вполне реальны.

Еще один пример, иллюстрирующий возможности лидарного метода контроля уровня аэрозольных выбросов в атмосферу локальными источниками, показан на рис. 3.19. Здесь представлен один из вертикальных разрезов дымового шлейфа тепловой станции, полученный в июле 1979 г. Не останавливаясь на особенностях внутренней структуры шлейфа, которые аналогичны описанным выше, отметим, что на получение пространственной картины распределения аэрозоля, включая время обработки на ЭВМ «Электроника-60», потребовалось всего 20 мин. Последнее еще раз подчеркивает высокую оперативность лидарного метода контроля интенсивности аэрозольных выбросов по сравнению с существующими контактными методами.

3.6.4. Влияние температурных инверсий на распространение аэрозольных загрязнений

Известно, что главными факторами, способствующими аккумуляции загрязнений в приземном слое атмосферы, являются безветрие и наличие температурных инверсий. Конвективные восходящие потоки уменьшают степень загрязненности приземного слоя вследствие турбулентного переноса воздуха в верхние слои атмосферы. В области температурных инверсий турбулентный обмен значительно ослабляется, что приводит к образованию своеобразной «пробки», которая существенно задерживает процесс естественной вентиляции и приводит к накоплению аэрозоля сначала в зоне инверсии, а затем в приземном слое. Таким образом, один из вариантов решения задач и оперативного прогноза загрязнений воздуха непосредственно связан с ранним обнаружением температурных инверсий по особенностям вертикального профиля аэрозоля.

С целью выявления взаимосвязи пространственной стратификации аэрозольных загрязнений с вертикальным распределением метеопараметров летом 1978 г. был проведен совместный советско-болгарский эксперимент на территории Болгарии. С помощью лидара необходимо было определить, в какое время суток и на каких высотах происходит значительное накопление аэрозолей, генерируемых промышленными предприятиями города Разлога, расположенного в горной котловине. Основным источником загрязнения атмосферы в это время был целлюлозно-бумажный комбинат (ЦБК), который выбрасывал в атмосферу аэрозоли через две трубы высотой 60 и 120 м. Схема расположения лидара относительно промышленной и жилой зон показана на рис. 3.16.

В зависимости от метеообстановки в указанный период времени преимущественное направление ветра днем от города на ЦБК, ночью с 0 до 5 ч утра штиль или слабый ветер (0... 2 м/с) в обратном направлении. При этом более холодные массы воздуха, опускаясь ночью с горных хребтов, вытесняют теплый воздух у поверхности земли, что приводит к образованию многочисленных инверсий температуры на различных высотах. Интенсивность инверсий различна — от градусов до десятых долей. В эксперименте использовали лидар и привязной радиозонд, который позволял детально, с относительно высоким пространственным разрешением получать распределение метеопараметров по высоте, а при закреплении радиозонда на одной высоте — следить за динамикой исследуемого слоя.

Программой работ лидара было предусмотрено получение вертикальных профилей коэффициента рассеяния на ЦБК (азимут 160°); над местом расположения пункта аэрологического зондирования (азимут 69°); над пунктом отбора проб аэрозоля на мембранные фильтры (азимут 0°). На рис. 3.20 приведены высотные профили коэффициента ослабления а, усредненные по десяти



Рис. 3.20. Вертикальные профили коэффициента ослабления а, температуры T и влажности U над г. Разлог при относительно чистой атмосфере.



Рис. 3.21. Распределение аэрозольных загрязнений на ЦБК.

посылкам лазерного импульса в атмосферу, температуры *T* и влажности *U*, полученные в относительно чистой атмосфере. В момент измерений ветер сносил шлейфы дыма из труб в сторону, противоположную городу. На рисунке видна слабая приподнятая инверсия температуры на высоте 110... 160 м. В диапазоне высот 40... 250 м профиль коэффициента ослабления коррелирует с профилем относительной влажности. На высотах до 300 м отмечается слоистость в распределении аэрозоля, образовавшегося в пределах города. Горизонтальные отрезки на профиле коэффициента ослабления определяют среднеквадратическую ошибку определения а.

На рис. 3.21... 3.24 представлены результаты зондирования, полученные в предутренние часы. Эти данные характерны для наблюдаемых в тот период времени ситуаций. Рисунок 3.21 пока-



Рис. 3.22. Высотный профиль аэрозольного коэффициента ослабления а над ЦБК. Азимут 160°, местное время 3 ч 40 мин.

Крива	ая					1	2	3	4	5
Угол	ме	ста	ı,			 0	2,7	5,4	8,1	10,7



Рис. 3.23. Высотные профили коэффициента ослабления α (1... 6), температуры T и влажности U над пунктом аэрологического зондирования. Азимут 69°, местное время 3 ч 05 мин.

Кривая .				1	2	3	4	5	6
Угол места			.°	3	3	10	10	20	45

зывает пространственную картину распределения загрязнений на ЦБК (по оси абсцисс — удаление от лидара в метрах, по оси ординат — высота). В нижней части рисунка схематически изображены устья дымовых труб, одна из которых труба ТЭЦ высотой 120 м, вторая — труба содорегенерационного котла высотой 60 м. Штриховкой выделены области различной оптической плотности. Цифры — значения коэффициента рассеяния в км⁻¹. Наблюдаются три плоских аэрозольных облака на высотах около 100, 220 и 300 м, соответствующие высотам либо аномального, либо безразличного хода температуры (см. рис. 3.23). Из рисунка видно, что дымовые факелы «пробивают»

отмеченные аэрозольные образования и поднимаются выше. Рисунок наглядно демонстрирует возможности лидара для построения качественной картины на экране дисплея.

Рис. 3.24. Профиль коэффициента аэрозольного ослабления над жилой зоной. Азимут 0°, местное время 4 ч.



На рис. 3.22... 3.24 приведены высотные профили α, полученные в это время над ЦБК, пунктами аэрологического зондирования и забора проб аэрозоля. Цифры у профилей соответствуют разным углам места зондирования. На рис. 3.23 приведены высотные профили метеопараметров, зафиксированные в то же время. Отмечается небольшой положительный градиент температуры до 100 м, далее в слое до 180 м — мощная температурная инверсия. Выше 240 м наблюдается слабый отрицательный градиент температуры, близкий к безразличному. Во время измерений был слабый ветер со скоростью около 0,5 м/с в сторону города.

Из рисунков видно, что над ЦБК лидаром обнаружено до семи выраженных аэрозольных слоев различной плотности на высотах от 100 до 320 м. При азимуте зондирования 69° лидаром обнаружено уже только три слоя, также расположенных выше уровня инверсии температуры. При азимуте 0° обнаружен только один слой, имеющий центр тяжести на высоте около 200 м и слабо выраженную внутреннюю структуру. Таким образом, можно констатировать, что при удалении от локального источника загрязнений аэрозольная ситуация меняется. Над источником загрязнений большое количество тонких аэрозольных слоев, которые по мере удаления от источника «замываются», на удалении 1600... 2000 м образуется один, но большой по толщине слой, расположенный выше инверсионного. При этом верхняя граница аэрозольного слоя четкая, а нижняя размытая, что свидетельствует о постепенном опускании частиц аэрозоля в атмосферу города. Таким образом установлено, что наиболее интенсивное загрязнение атмосферы города происходит при наличии приподнятых температурных инверсий на высотах 150... 350 м. При этом над источником загрязнений наблюдается несколько резко выраженных аэрозольных слоев до высот около 350 м, которые к 2—3 ч ночи образуют над городом один мощный аэрозольный слой на высоте 150... 200 м. По мере удаления от источника загрязнений наблюдается постепенное опускание нижней границы этого аэрозольного слоя. В предутренние часы он достигает поверхности земли и приводит к значительной загрязненности атмосферы города. В течение часа после восхода солнца по мере разрушения температурных инверсий аэрозольные слои исчезают. Отметим, что при отсутствии температурных инверсий аэрозольные слои обычно не наблюдаются и атмосфера над городом заметно не загрязняется.

3.6.5. Использование деполяризации эхо-сигналов для селекции аэрозолей

Из теории Ми следует, что ансамбль частиц, состоящих из идеальных сфер, при рассеянии строго назад должен сохранять состояние поляризации, присущее пучку возбуждающего излучения. Например, если лазерное излучение линейно поляризованно в какой-то плоскости, то и однократно рассеянное в направлении 180° поляризованно в этой же плоскости. Возможное изменение состояния поляризации за счет конечного значения угловых апертур приемника и передатчика в системах лазерной локации, как правило, пренебрежимо мало из-за малости апертур. Поэтому наблюдающаяся в экспериментах деполяризация однократно рассеянного излучения обусловлена отклонением формы частиц от сферической. Если оптические свойства аэрозоля вдоль трассы зондирования остаются неизменными, то такой же должна оставаться деполяризация однократно рассеянного излучения, поскольку в этом случае отношение второй компоненты вектора Стокса к первой зависит лишь от отношения соответствующих компонент матрицы рассеяния и не зависит от оптической толщи.

Рассмотрим теперь некоторые реализации лазерно-локационных сигналов, иллюстрирующие возможность использования для интерпретации результатов зондирования. На рис. 3.25 представлены эхо-сигналы, полученные при зондировании атмосферы по трассе, близкой к вертикальной. Форма сигнала отражает сложную структуру городской дымки. Ввиду небольшой геометрической толщины слоев оптическая толщина невелика, расстояние до слоев и угол поля зрения системы тоже малы. Следовательно, рассеяние высших кратностей не может внести существенного вклада, если только аэрозольные слои не представлены очень крупными частицами. Кроссполяризованная компонента в основном повторяет особенности параллельной, хотя их отношение в слоях повышенной замутненности иное, чем в промежутках. Это позволяет предположить, что деполяризация обусловлена в основном однократным рассеянием, а аэрозоль в слоях повышенной замутненности имеет другие оптические свойства, чем аэрозоль в промежутках между слоями. Наиболее вероятным представляется предположение, что аэрозоль в слоях повышенного рассеяния более обводнен, что увеличивает сферичность частиц и уменьшает деполяризацию.

На рис. 3.26 представлены также сигнал и профиль деполяризации вдоль вертикальной трассы. Ход кроссполяризованной компоненты и профиля деполяризации здесь иной, чем на предыду-



Рис. 3.25. Параллельная (1) и ортогональная (2) компоненты сигнала (а) и профиль деполяризации D (б) (последняя обусловлена несферичностью частиц).



Рис. 3.26. Сигналы (а) и профиль деполяризации (б) вдоль наклонной трассы, проходящей через приподнятый туман.

щем рисунке. Особенности параллельной компоненты воспроизводятся кроссполяризованной компонентой более сглаженно. Профиль деполяризации находится как бы в противофазе с сигналом, но с некоторой задержкой. Такое поведение деполяризации наряду с малостью расстояний и угловых апертур свидетельствует о подавляющем влиянии на деполяризацию рассеяния второй кратности. Об этом свидетельствуют также относительно небольшие максимальные значения деполяризации. На конце трассы уже начинают играть определенную роль рассеяния более высоких кратностей. Совокупность перечисленных признаков позволяет предположить, что наиболее вероятный состав аэрозоля — достаточно крупные сферические частицы.

Таким образом, профиль деполяризации эхо-сигнала может служить качественным признаком однородности аэрозоля в атмосфере, но уже в микрофизическом аспекте. Наиболее убедительным доказательством этого вывода являются результаты лазерного зондирования атмосферы в различных климатических районах, полученные с борта самолета. На рис. 3.27 представлены результаты зондирования аэрозольной атмосферы над пустыней



самолетным лидаром $(\lambda =$ =0,69 мкм). Данные получены горизонтальных полетах при по замкнутому четырехугольнад выбранной точкой нику земной поверхности на высотах от 50 до 6000 м. Как из рисунка, видно значение деполяризации сигнала обратрассеяния практически ного постоянно на всех высотах

- Рис. 3.27. Зондирование атмосферы над пустыней Каракум:
- Коэффициент обратного рассеяния σ_π
 деполяризация D; 3 относительная влажность U.

вплоть до 5,5 км и не превышает 10... 15 %, хотя значение коэффициента обратного рассеяния при этом изменяется в 3—4 раза. Такая закономерность становится понятной, если учесть, что аэрозоль данного региона представлен несферическими частицами



Рис. 5.26. Разрез дымового плеифа на расстоянии 2 км от источника: 1 — коэффициент обратного рассеяния σ_π; 2 — деполя-

с размерами 1 мкм и менее, концентрация которых уменьшается с высотой, но параметр несферичности остается неизменным.

Совершенно иной вид профиля деполяризации наблюдается при наличии в атмосфере аэрозоля, оптические свойства которого отличаются от естественного. На рис. 3.28 показаны вертикальные профили D и σ_{π} в дымовом шлейфе труб нефтехимического комбината, полученные на расстоянии 2... 2,5 км от источника. Видно, что оптическая плотность дымового шлейфа на указанном расстоя-

нии уже невелика. Следовательно, эхосигнал формируется за счет однократного рассеяния. В то же время профиль деполяризации качественно отличается от рассмотренного ранее на рис. 3.27. С увеличением глубины проникновения зондирующего импульса в аэрозольный шлейф деполяризация эхо-сигнала испытывает пространственные флуктуации, коррелирующие с коэффициентом обратного рассеяния. Абсолютное значение деполярипределах 10... зации заключено в

Рис. 3.29. Измеренные значения степени деполяризации эхо-сигналов от импульсов рубинового лазера, отраженные от дымовых шлейфов ТЭЦ, питающихся углем (верхняя кривая) и газом.



25 %. Таким образом, анализ поляризационных характеристик эхо-сигнала в слабозамутненной атмосфере дает возможность обнаружить области, в которых сосредоточен аэрозоль, отличающийся по своей природе от фонового.

В заключение приведем наиболее яркий пример использования деполяризации эхо-сигналов лазерного зондирования для идентификации типов аэрозолей. На рис. 3.29 представлены зависимости степени деполяризации D эхо-сигналов от лазера на рубине от дымовых шлейфов двух тепловых электростанций, одна из которых использует уголь, вторая — газ. Видно, что степень деполяризации эхо-сигнала от частичек несгоревшего угля имеет значения от 60 до 95 %, в то время как от шлейфа, обусловленного сгоранием газа, она не превышает 20 %, однозначно иллюстрируя возможность идентификации указанных аэрозолей в атмосфере.

3.6.6. Определение элементного состава аэрозолей с помощью спектрохимического лидара

Идея спектрохимического лидара родилась и получила широкое развитие в Институте оптики атмосферы. Ее функциональные основы и результаты применений подробно опубликованы в монографиях и обзорах [28...31], а также оригинальных статьях, ссылки на которые содержатся в [31]. Здесь мы кратко остановимся на формулировке идеи, описании самого лидара и некоторых результатах его применения.

Сущность идеи сводится к возможности с помощью фокусирующей системы сконцентрировать на заданном расстоянии от лидара плотность энергии зондирующего импульса, достаточную для образования лазерной искры, в канале которой происходят процессы испарения аэрозольных частиц, диссоциации молекул на атомы, ионизация и возбуждение последних и высвечивание эмиссионных спектров компонент элементарного состава частиц.

Возбуждение эмиссионного спектра аэрозолей осуществляется электроионизационным СО₂-лазером, представляющим собой модифицированный вариант разработки [32] в малогабаритном транспортируемом исполнении. Максимальная энергия в импульсе генерации лазера достигает 500 Дж; длительность главного пика генерации на полувысоте и длительность заднего фронта равны соответственно 0,3 и 1,5 мкс; диаметр пучка 110 мм. Перед выхоатмосферу лазерный пучок формируется оптической ЛОМ в зеркальной системой Кассегрена с диаметром большого зеркала $2\dot{R_0} = 500$ мм (парабола) и малого $2R_2 = 110$ мм (гипербола). Перестройка фокусного расстояния в диапазоне $F_0 = 50...250$ м, определяющая дальность зондирования, производится перемещением малого зеркала. Сканирование по углу места осуществляется поворотом телескопа относительно горизонтальной оси, совмещенной с оптической осью лазерного пучка и центром поворотного зеркала телескопа. Пространственное разрешение определяется протяженностью области наибольшей перетяжки каустики сфокусированного пучка и степенью превышения плотности энергии в указанной области над пороговой плотностью энергии низкопорогового пробоя на частицах аэрозоля ($w_{\pi p} = 10...15 \ \text{Дж/см}^2$) и составляет 5... 25 м. Телескоп Кассегрена одновременно служит для приема свечения лазерной искры, что автоматически обеспечивает согласование приемопередающего тракта лидара.

Аппаратура спектральной регистрации свечения удаленной лазерной искры включает фокусирующую линзу, дифракционный спектрометр, многоканальное координатное устройство с коллекторным световодом и блоком ФЭУ с усилителями.

Управление работой лидара осуществляется блоком синхронизации. Блок акустических измерений служит для определения расстояния до области пробоя и оценки количества плазменных очагов по звуковым эффектам лазерной искры.

В настоящее время в ИОА СО АН СССР разработан стационарный вариант аэрозольного спектрохимического лидара в комплекте с импульсным лазерным источником на СО₂ с энергией в импульсе до 2—3 кДж и неустойчивым резонатором, обеспечивающим генерацию одной поперечной моды с дифракционной расходимостью, который позволяет реализовать дальности зондирования свыше 500 м.

Дистанционный экспресс-анализ содержания ряда химических элементов в пылевом аэрозоле промышленности центра методом лазерной искры

	Химический элемент									
Параметр	Fe	Al	Ca	Si	Na					
Рабочие линии, мкм	3719,84 (I 3859,91 (I 4771,76 (I) 3082,16 (I)) 3944,03 (I)) 3961,53 (I)	3933,67 (II) 3968,47 (II) 4226,73 (I)	39005,53 (I) 2881,58 (I)	5895,95 (I) 5888,95 (I)					
Средняя массовая концентрация, мкг/м ³	6,5	9,0	2,5	15,5	0,5					

В табл. 3.6 приведен один из результатов диагностики ACX-лидаром содержания основных химических элементов в фоновом приземном аэрозоле в районе Томска. Перечень одновременно регистрируемых линий для каждого из определяемых веществ указан в первой строке таблицы. Римские цифры в скобках характеризуют линии нейтральных (I) и однократно ионизованных (II)

Рис. 3.30. Фрагменты (а—в) импульсного эмиссионного спектра лазерной искры, инициированной в атмосфере излучением CO₂-лазера. Начальная плотность энергии около 20 Дж/см², время инициирования 0,3 мкс.



атомов. Выборочный химический анализ по данным забора частиц аэрозоля на фильтры показал удовлетворительное (погрешность 50 %) соответствие контактных и лидарных измерений.

На рис. 3.30 представлены фрагменты денситограммы эмиссионного спектра лазерной искры, полученной с расстояния около 120 м от спектрохимического лидара. Анализ и идентификация эмиссионного спектра показали, что в плазме пробоя содержатся линии испускания нейтральных атомов, а также одно- и двукратно ионизованных ионов элементов твердых частиц, инициирующих пробой (Ca, Al, Na, Fe, Si и др.), а также газового окружения. Важно отметить, что линии в эмиссионном спектре аэрозолей несамообращенные, в отличие от спектров испускания плазмы макромишеней в электродуговом разряде. Отмеченный эффект связан с относительно малыми оптическими толщами ($\tau \leq 1$) локализованных вокруг частиц плазменных очагов и отсутствием в них в течение лазерного воздействия «холодных» паров. Линии нейтральных атомов вещества частиц слабо уширены по сравнению с сильно уширенными линиями ионов и компонент воздуха, что указывает на существенный отрыв эффективной электронной и газовой температур в начальной термодинамически неравновесной стадии каскадной ионизации парового ореола частиц аэрозоля в оптическом поле мощного CO₂-лазера.

3.7. Комплексные эксперименты по лазерному зондированию аэрозолей

Последнее десятилетие для наук об атмосфере и протекающих в ней процессах характеризуется все возрастающим процессом комплексирования соответствующих научно-исследовательских программ. Эта важная тенденция, с одной стороны, отражает воз-



Рис. 3.31. Вертикальное распределение температуры (1 — по самолетным данным и 2 — данным СКР-лидара) и коэффициента аэрозольного ослабления (1 по данным лидара ЛОЗА-4, 2 — по данным СКР-лидара). 24 ноября 1986 г.

росшую аппаратурную вооруженность, с другой стороны, понимание того непреложного факта, что чем более разностороннюю информацию мы будем получать с одновременным использованием различных методов и технических средств, тем непропорционально более высокое качество результатов будем иметь.

Указанное комплексирование получило развитие и в направлении, связанном с лазерным зондированием аэрозолей. В этом параграфе мы рассмотрим конкретные примеры, иллюстрирующие рассматриваемую тенденцию, предварительно подчеркнув, что комплексирование может быть реализовано и силами одной крупной организации, и путем объединения усилий различных организаций как в одной стране, так и на международной основе, и, наконец, оно может идти по линии параллельного использования лидаров наземного, самолетного, космического базирования и соответствующих методов и средств прямых измерений.

Вначале рассмотрим одну из работ Института оптики атмосферы, первые результаты которой были опубликованы в 1989 г. [33]. Речь идет о комплексных исследованиях пограничного слоя атмосферы (ПСА) дистанционными методами, проведенных при использовании лидара комбинационного рассеяния, аэрозольного лидара, акустического локатора и самолета-лаборатории. В качестве конечного продукта исследований приводятся количественные данные о взаимосвязях вертикальных распределений температуры, влажности и аэрозоля, выраженных через коэффициенты авто- и взаимной корреляции указанных параметров.

На рис. 3.31 изображены вертикальные профили температуры и коэффициентов аэрозольного ослабления, полученные различными средствами. Видно, что инверсия температуры четко выражена на всех исследованных высотах как с самолета, так и с помощью СКР-лидара. Отсутствие немонотонности самолетных данных связано с их малым пространственным разрешением. Оба профиля указывают на скопление аэрозолей в районе инверсионного слоя на высотах до 300 м и его резкое убывание на больших высотах.

Результаты одновременного лазерно-акустического зондирования иллюстрирует рис. 3.32, на котором крестики соответствуют факту повышенной турбулентности в слое температурной инверсии. Профили коэффициента обратного рассеяния нормированы на максимальное значение эхо-сигналов, зарегистрированных лидаром ЛОЗА-4. Видно, что режим интенсивной турбулентности, наблюдавшийся акустическим локатором в период с 20 до 22 ч местного времени, способствовал интенсивному переносу аэрозоля из нижних слоев атмосферы в инверсионный слой.

К моменту зондирования аэрозолей в 22 ч турбулентность на всех высотах существенно уменьшилась, что автоматически обусловило уменьшение эхо-сигналов. Подчеркнем то обстоятельство, что хотя акустический локатор не обеспечивает количественных данных об интенсивности турбулентности на различных высотах, тем не менее его данные имеют важное значение, позволяя провести надежную качественную интерпретацию происходящих в ПСА процессов вертикального обмена воздушных масс.

Перейдем теперь к рассмотрению вопроса о корреляционных связях между значениями того или другого параметра ПСА на различных высотах, а также взаимной корреляции между различными параметрами. Как показывает анализ полученных данных, на территории Западной Сибири в зимнее время в нижнем полукилометровом слое атмосферы имеет место перманентное суще



Рис. 3.32. Факсимильная запись сигнала акустического зондирования (крестики) и профиля коэффициента обратного аэрозольного рассеяния с пространственным разрешением порядка 10 м в обоих случаях. 22 октября 1986 г.



Рис. 3.33. Матрицы межуровневой корреляции температуры T, влажности U и коэффициента обратного аэрозольного рассеяния σ_a , полученные СКР-лидаром. Время измерения 2 ч.

Межуровневая корреляция счетной концентрации частиц аэрозоля

<i>Н</i> , км	0,0	0,2	0 ,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2
$\begin{array}{c} 0,0\\ 0,2\\ 0,4\\ 0,6\\ 0,8\\ 1,0\\ 1,2\\ 1,4\\ 1,6\\ 1,8\\ 2,0\\ 2,2 \end{array}$	1	0,70 1	0,62 0,75 1	0, 43 0, 46 0,60 1	0,46 0,45 0,62 0,81 1	0,39 0,37 0,51 0,73 0,82 1	0,37 0,38 0,53 0,68 0,77 0,82 1	0,26 0,32 0,47 0,71 0,74 0,78 0,95 1	0,24 0,28 0,46 0,68 0,71 0,77 0,90 0,98 1	0,24 0,26 0,45 0,71 0,75 0,74 0,87 0,97 0,96 1	$\begin{array}{c} 0,24\\ 0,27\\ 0,44\\ 0,71\\ 0,73\\ 0,74\\ 0,85\\ 0,98\\ 0,96\\ 0,98\\ 1\\ \end{array}$	0,36 0,35 0,51 0,78 0,86 0,74 0,88 0,99 0,97 0,98 0,99 1

ствование температурных инверсий, обусловливающих концентрации загрязнений в подинверсионных слоях и существенно усложняющих процессы вертикального обмена воздушных масс. Приведем результаты корреляционного анализа особенностей таких процессов по данным одновременного зондирования температуры, влажности и аэрозоля СКР-лидаром, введя понятие о так

называемой знаковой корреляции: «+» — положительная корреляция, «-» — отрицательная корреляция и «0» — неустойчивая корреляция при соответствующих значениях коэффициента корреляции (0,5 < $< K \leq 1;$ -1 $\leq K <$ -0,5; -0,5 \leq $\leq K \leq$ 0,5) (рис. 3.33).

Основываясь на данных, положенных в основу построения рис. 3.33, нетрудно найти вертикальные профили коэффициентов взаимной корреляции между значениями температуры, влажности и обратного коэффициента аэрозольного рассеяния, представленные на рис. 3.34.

Рис. 3.34. Вертикальные профили коэффициентов корреляции:

 K_{TE} — температуры и влажности; $K_{\beta T}$ — коэффициента обратного аэрозольного рассеяния и температуры; $K_{\beta E}$ — коэффициента обратного аэрозольного рассеяния и влажности; E — абсолютная влажности; E — абсолютная



В заключение приводим данные о межуровневой корреляции счетной концентрации частиц аэрозоля в декабре над Западной Сибирью (табл. 3.7) за длительный период, в течение которого был получен 171 профиль.

Подобные таблицы получены по данным самолетного зондирования в другие месяцы, в том числе по влажности и температуре. На рис. 3.35 приведены полученные из этих богатых данных вертикальные профили коэффициентов взаимной корреляции зна-



Рис. 3.35. Вертикальные профили коэффициентов корреляции в мае 1984... 1986 гг.

T — температура, N — счетная концентрация, U — относительная влажность.

чений счетной концентрации частиц аэрозолей, температуры и влажности в мае. Видно, что для весенних условий имеет место отрицательная корреляция между значениями температуры и влажности во всем ПСА, в то время как для корреляции между температурой и счетной концентрацией наблюдается устойчивая или слабая связь, меняющаяся от года к году, а связь между счетной концентрацией и влажностью неустойчива по всему слою.

В качестве второго примера комплексных программ по лазерному зондированию аэрозолей приведем доклад [34] девяти авторов из Геофизической лаборатории ВВС США, шести авторов из Королевского центра «Сигналы и радары и одного автора из Королевского самолетного агентства Великобритании, посвященный описанию совместной американо-английской программы «Южноатлантический лидарный эксперимент по обратному рассеянию». Цели указанного эксперимента связаны с получением статистически обеспеченных данных с пространственно-временной изменчивости коэффициентов обратного рассеяния, имеющих как самостоятельное значение, так и для использования при интерпретации данных, которые будут получаться с помощью лидара космического базирования.

В качестве предварительного этапа реализации программы были проведены две экспедиции в районе южного полушария, базировавшиеся на о. Ассеншен (8° ю. ш., 14° з. д.). Первая экспедиция проходила с 27 октября до 10 ноября 1988 г. В течение этого периода осуществлено 60 ч полетов с самолетным лидаром. Вторая экспедиция проведена с 18 июня до 14 июля 1989 г. с учетом опыта первой и с использованием ряда синхронных измерений.

Остров Ассеншен избран по причине его значительной удаленности от мощных источников индустриальных аэрозолей, а также в связи с богатой оснащенностью соответствующими средствами рутинных измерений, проводимых с помощью стационарных и подвижных систем, которые обеспечивают получение как данных прямых измерений, так и результатов дистанционного зондирования. Все эти средства в конце концов обусловили создание базы данных по обратному аэрозольному рассеянию для различных высот, широт и долгот, по температуре и вероятному происхождению воздушных масс, а также с учетом присутствия видимых и невидимых циррусов.

Чтобы составить представление о комплексности программы, перечислим использовавшиеся для ее осуществления технические средства. Это прежде всего лидары: самолетный с использованием непрерывного волноводного когерентного CO₂-лазера на длине волны 10,6 мкм; наземный лидар на импульсном CO₂-лазере с когерентным приемом (10,6 мкм); лидар, запускаемый на баллонах с земли, снабженных АИГ Nd-лазером (длины волн 1,06; 0,53 и 0,35 мкм). Одновременно с последним лидаром запускался солнечный прозрачномер, обеспечивающий получение данных об оптической толще атмосферы; средства прямых измерений, базирующиеся на острове: станции департамента метеорологии Великобритании; наземные станции четырех подразделений BBC США.

Полученные массивы данных находятся в обработке. Лишь первые предварительные результаты были представлены в докладе [34]. Тем не менее не вызывает сомнения ни профессионализм разработки этой комплексной программы, ни ценность полученной информации, ни тем более перспективы ее дальнейшего развития.

Ряд других примеров комплексных программ мы уже приводили ранее. В следующих главах, в том числе в заключительной, посвященной дальнейшим перспективам развития методов лазерного зондирования атмосферы, мы неоднократно будем возвращаться к этой важной тенденции современной оптики и физики атмосферы.

Глава 4. ЛАЗЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, ДАВЛЕНИЯ, ПЛОТНОСТИ И СКОРОСТИ ВЕТРА

Температура, давление, скорость ветра и влажность относятся к основным метеорологическим параметрам атмосферы, являясь одновременно параметрами, ответственными за процессы погодообразования. Их систематическое рутинное зондирование с помощью радиозондов осуществляется мировой сетью аэрологических станций. Получаемые при этом массивы данных обрабатываются, используются для прогнозов погоды и хранятся в мировых центрах.

По сравнению с этими стандартными методами лазерное зондирование указанных параметров имеет ряд неоспоримых преимуществ, призванных при их успешном использовании сделать мощный качественный скачок в решении такой крупнейшей мировой проблемы, как надежные прогнозы погоды. Эти преимущества прежде всего связаны с возможностями получения массивов данных с несоизмеримо более высоким пространственно-временным разрешением, в особенности при использовании, кроме соответствующей сети наземных лидарных станций, также станций самолетного и космического базирования.

К сказанному следует добавить, что методы лазерного зондирования позволяют получать также соответствующие массивы данных и по другим важным погодообразующим параметрам, таким как аэрозоли, облака, газовые компоненты атмосферы, включая озон, окись углерода, метан и другие, в том числе индустриального происхождения. Полная же совокупность данных о погодообразующих и загрязняющих атмосферу параметрах обеспечит несомненный прогресс в решении и проблемы надежных прогнозов погоды, и проблем экологического мониторинга, трансграничных переносов загрязнений в атмосфере, а также прогноза наступлений экологически опасных ситуаций.

Вопросы лазерного зондирования аэрозолей и облаков рассмотрены нами в гл. 3, зондированию влажности и других газовых компонент посвящены гл. 5 и 6. В данной главе мы проанализируем задачи лазерного зондирования связанных между собой температуры, давления и плотности и отдельно скорости ветра.
4.1. Лазерное зондирование температуры, давления и плотности

4.1.1. Пионерские работы

Давление, температура и плотность связаны между собой известным уравнением состояния газа

$$p = -\frac{\rho}{M} RT, \qquad (4.1)$$

где p — давление; ρ — плотность; T — абсолютная температура; M — молекулярная масса газа; R — универсальная газовая постоянная.

Это уравнение применимо к каждому локализованному объему, поэтому, если известны профили плотности и давления, из уравнения состояния можно найти профиль температуры. Профиль давления может быть получен из уравнения гидростатики

$$p(z) = p_0 \int_0^z g\rho(z) \, dz.$$
 (4.2)

Здесь p(z) — вертикальный профиль давления; p_0 — давление на уровне моря; g — ускорение свободного падения; $\rho(z)$ — вертикальный профиль плотности.

Из последних двух формул получаем выражение для вертикального профиля температуры

$$T(z) = \frac{p_0 - \int_0^z g\rho(z) \, dz}{\rho(z)} \cdot \frac{M}{R} \,. \tag{4.3}$$

Перейдем теперь к вопросу о зондировании плотности при использовании явления молекулярного рассеяния (см. гл. 2), характеризующегося одной единственной нормированной индикатрисой рассеяния, а следовательно, однозначной связью объемного коэффициента рассеяния и объемного коэффициента обратного рассеяния, определяемого непосредственно из результатов лазерного зондирования. С другой стороны, объемный коэффициент рассеяния связан с плотностью атмосферы аналитической зависимостью (4.3).

Далее предполагается, что объемный коэффициент обратного молекулярного рассеяния определяется непосредственно из результатов зондирования, как в случае, когда аэрозольной компонентой эхо-сигнала можно пренебречь, например при зондировании на высотах более 30 км. Высоту 30 км принято считать предпочтительной для использования калибровки лидара, так как на этой высоте эхо-сигналы наибольшие. К тому же ее достигают радиозонды, и, следовательно, значения температуры могут быть получены из непосредственных измерений. Первые надежные данные зондирования профилей плотности атмосферы на высотах от 30 до 100 км с использованием описанной методики были получены в Кингстоне на Ямайке (18° с. ш.), в штате Мэриленд, США (39° с. ш.) и в районе Вингфилда в Англии (51° с. ш.) [1]. В Кингстоне был использован уникальный лидар, общая площадь приемной антенны которого составляла около 20 м², а энергия в импульсе зондирующего импульса лазера на рубине была около 20 Дж. Подчеркнем, что по обоим основным параметрам этот лидар не превзойден до сих пор. С его помощью,



например, была обеспечена точность определения плотности атмосферы 3 % на высотах до 90 км при использовании около 300 импульсов в течение 2 ч. Такая же точность при измерении в Вингфилде обеспечивалась до высоты 70 км при посылке 3500 импульсов и в штате Мэриленд — до высоты 50 км при 1600 импульсах. В последних двух случаях измерения проводились в течение длительного времени, а именно в период с 3 по 17 августа 1967 г. в Вингфилде и с 16 июля по 16 августа в Мэриленде.

Рис.	4.1.	Верт	ика	льный	пр	офиль	пло	отности
a	гмосс	bеры	на	высота	ax [°]	35	115	KM.

На рис. 4.1 приведен вертикальный профиль плотности атмосферы, полученный в Кингстоне на Ямайке 25 марта 1969 г., когда за интервал времени 0 ч 10 мин... 2 ч 35 мин было выпущено 300 импульсов. Сплошная кривая соответствует стандартной модели атмосферы, точки — данные зондирования, а вертикальные черточки указывают на ошибки измерений.

Проведенные в Англии измерения обнаружили сезонную зависимость эхо-сигналов на высотах 50... 90 км. Различие в абсолютных значениях измеренных сигналов достигало примерно 50... 60 %. Летом сигналы больше, а зимой меньше среднегодовых на 25—30 %.

На рис. 4.2 приведены результаты зондирования плотности верхней атмосферы. На рисунке отчетливо видны отклонения измеренных эхо-сигналов от рассчитанных для высот 30 км и выше. Отклонения волнообразно растут с высотой, достигая максимального значения (более 100 %) на высоте около 100 км. Авторы этих экспериментов предположительно объясняют обнаруженный волнообразный характер отраженного эхо-сигнала возможным влиянием на верхнюю атмосферу Земли явления приливов и отливов.

На рис. 4.3 приведена зависимость температуры от высоты, полученная на основе обработки результатов лазерного зондирования плотности атмосферы с использованием приведенной выше формулы.



Рис. 4.2. Отношения измеренной плотности $\rho_{изм}$ к рассчитанной ρ_{pac} по стандартной модели атмосферы, полученные в Кингстоне на Ямайке при использовании 300 зондирующих импульсов рубинового лазера на 2,5 ч 25 марта 1969 г. (а) и при использовании 1500 зондирующих импульсов за одну ночь 7... 8 апреля 1970 г. (б).

Завершая описание пионерских работ по лазерному зондированию плотности атмосферы с использованием явления молекулярного рассеяния, приведем оценки ошибок, с которыми может быть восстановлен профиль температуры по профилю плотности, определенному с известной погрешностью. Такого рода элементарные оценки имеются в литературе. Например, если предположить, что плотность в стратосфере убывает с высотой по экспоненциальному закону, и взять для давления и плотности на уровне моря значения 1013 гПа и $1,77 \cdot 10^{-3}$ г/см³, то температура на высоте 1 км получается 295,6 К. Если же взять вместо $\rho(H)$ значение $\rho(H) + 0,01 \ \rho(H)$, то температура на высоте 1 км будет 292,3 К, а для значения $\rho(H) + 0,09$ температура будет равна 268,2 К. Из приведенных выше оценок видно, что более или менее удовлетворительные результаты по точности определения вертикальных профилей температуры из данных о профиле плотности температуры можно получить только в том случае, когда последний известен с ошибкой по крайней мере не больше несколь-



Рис. 4.3. Вертикальный профиль температуры атмосферы, полученный из профиля плотности при лазерном зондировании в Вингфилде летом 1967 г. (точки). Сплошная кривая построена по стандартной модели атмосферы.

ких процентов. Из сказанного следует, что к точности зондирования профиля плотности атмосферы должны предъявляться весьма высокие требования, если он используется также и для определения температурного профиля. Большой разброс точек на рис. 4.3 обусловлен именно недостаточной точностью зондирования профиля плотности атмосферы.

4.1.2. Работы последних лет

Наиболее крупный вклад в дальнейшее развитие рассматриваемого метода как с точки зрения создания и постоянного совершенствования технических средств зондирования, так и проведения соответствующих рутинных измерений и их геофизической интерпретации внесла французская группа Шенон [13] обсерватории Экс-Прованс.

В докладе [13] фактически приведены основные итоги деятельности этой группы за 10-летний период как с точки зрения создания уникальных лидаров, так и их использования сегодня и завтра. Прежде всего отметим создание и использование нового уникального корабельного лидара, включающего 6 АИГ Nd-лазеров с общей мощностью излучения 28 Вт и приемную систему с эквивалентным диаметром 1,5 м. Этот лидар был установлен на французском корабле и начал действовать с июня 1989 г., обеспечивая получение вертикальных профилей плотности температуры атмосферы с разрешением 150 м до высот, превышающих 100 км. На получение одного профиля затрачивалась всего 1 мин.

На рис. 4.4 представлены вертикальные профили плотности и температуры, полученные с описываемым лидаром на борту французского корабля. Толщина кривых характеризует точность полученных результатов. Понятно, что при использовании большего времени для усреднения результатов зондирования соответственно повышается их точность. В [13] также приводится иллюстрация возможностей использования этого уникального лидара для интервала высот вплоть до уровня тропопаузы путем добавления дополнительного канала, обеспечивающего регистрацию эхо-



Рис. 4.4. Профили температуры и плотности, полученные с использованием лидара, установленного на французском корабле [13]. 23 ч 20 мин 28 июня... 6 ч 10 мин 29 июня 1989 г.

сигналов от N_2 , обусловленных СКР, согласно методологии [11] (рис. 4.5). Предполагается, что в рутинном режиме в этом случае удается вести зондирование температуры и плотности с высокой точностью в интервале высот 10... 100 км. Одновременно сообщается о возможностях использования описываемого лидара для соответствующих измерений в дневное время. Путем уменьшения ширины линии излучения и полосы приемника предполагается обеспечение зондирования профилей плотности и температуры в дневное время до высот 60—70 км.

Во второй части доклада [13] приведены результаты анализа накопленных рядов зондирования температуры и плотности, начиная с 1981 г. в обсерватории Экс-Прованс и с 1986 г. в обсерватории Фраскати (Италия), примерно по 100 наблюдательных ночей в год в каждой, в связи с 11-летним и 27-дневным циклами солнечной активности, атмосферными приливами и гравитационными волнами. Приведем некоторые из наиболее интересных результатов этого анализа. Обнаружена положительная корреляция между температурой и потоками ультрафиолетовой радиации Солнца в мезосфере и отрицательная корреляция в стратосфере с максимальными амплитудами 15 и 7 К на высотах 65 и 40 км соответственно. Эти значения существенно больше известных модельных представлений.

Впервые получены суточные и полусуточные приливы на высотах от 30 до 80 км, их амплитуды оказались в 2—3 раза больше, чем из теоретических моделей, однако согласуются с данными ракетных измерений. Активность гравитационных волн испытывает годовые вариации на высотах меньше 60 км с максимумом



в зимний период, а выше 60 км существует компонента полугодового цикла со вторым максимумом в летний период. Активность гравитационных волн однозначно коррелирует с ветром у Земли. Очень четко в зимний период прослеживается роль орографии. Разрушение гравитационных волн вызывает образование резко выраженных больших инверсионных слоев температуры, более часто встречающихся в средних широтах.

В конце доклада говорится о создании соответствующей сети станций рутинных наблюдений. В Европе уже четыре станции работают, три из них во Франции и одна в Италии.

Приведем далее наиболее интересные результаты других групп по лазерному зондированию плотности и температуры, представленные в докладах на 15-й Международной конференции по лазерному зондированию в июле 1990 г., проведенной Институтом оптики атмосферы СО АН СССР в Томске. В докладе известной канадской группы по лазерному зондированию аэрозолей и облаков, возглавляемой профессором А. Карсвеллом [7], сообщается о создании новой лидарной обсерватории в Иочкском университете в пригороде Торонто (43,8 с. ш., 79,5 з. д.) в составе лаборатории физики атмосферы Института космических исследований нового канадского центра по космическим наукам.

Новый лидар канадской группы включает источники с двумя длинами волн: 1064 и 532 нм со средней мощностью излучения



Рис. 4.6. Профиль плотности, полученный при нормировке к модели на высоте 40 км; статистическая ошибка эхо-сигнала, соответствующая профилю плотности. 13 октября 1989 г., местное время 0...7 ч.

10 Вт, частотой следования импульсов 20 Гц, длительностью 10 нс в каждой. Угол расходимости излучения 0,3 мрад. Приемное зеркало телескопа кассигреновского типа диаметром 0,5 м, поле

зрения от 0,1 до 1,0 мрад. Приемное устройство имеет четыре канала, обеспечивающих для каждой длины волны измерения линейно поляризованных и кроссполяризованных составляющих эхо-сигнала.

На рис. 4.6 и 4.7 изображены результаты зондирования вертикальных профилей плотности, статистической ошибки и температу-

Рис. 4.7. Профиль температуры, полученный с использованием профиля плотности рис. 4.6. 13 октября 1989 г., местное время 0...7 ч.

Указаны относительные ошибки.

ры, полученные с описанным выше лидаром. Вариации вертикальных профилей, полученных с часовым усреднением по отношению к профилю, построенному при усреднении данных зондирования за всю ночь, приведены на рис. 4.8. На последних двух



рисунках отчетливо видна волновая структура плотности, которая отождествляется с влиянием гравитационных волн в соответствии с современным представлением подобного рода результатов. Подчеркнем, что впервые это явление было зарегистрировано в Кингстоне на Ямайке и предположительно объяснено влиянием приливов и отливов.

Весьма интересная иллюстрация лидарного обнаружения резкого потепления стратосферы представлена в докладе [10]. Зондирование производилось лидаром с диаметром приемного зеркала 2,5 м с использованием излучения 2-й гармоники АИГ Nd-лазера



Рис. 4.8. Вариации профилей плотности, полученные при усреднении за l ч, к профилю, полученному при усреднении за полную ночь.

с энергией и частотой следования импульсов соответственно 300 мДж и 16 Гц. За счет большого диаметра потенциал лидара был заметно больше, чем у канадской группы. Измерения производились с базы ВВС США Райт-Петтерсон (39°59′ с. ш., 84°03′ з. д.) на высотах от 40 до 90 км в течение пяти ночей в период 6... 19 декабря 1988 г. Один профиль плотности получался за 4 мин при усреднении эхо-сигналов от 4000 импульсов, всего было получено 96 профилей.

На рис. 4.9 изображены профили температуры, полученные 7 и 12 декабря вместе с профилями, соответствующими стандартной модели атмосферы (пунктирные линии). Вертикальное разрешение приведенных профилей 1 км. Видно, что за период с 7 до 12 декабря наступило сильное потепление стратосферы, температура на всех высотах повысилась на 30... 40 К.

Еще один пример интересного поведения вертикального профиля температуры в мезосфере (высоты 50... 70 км) иллюстри-



Рис. 4.9. Профили температуры, иллюстрирующие резкое потеплениестратосферы. Ошибки соответствуют трем стандартным отклонениям: *a* – 12 июля 1988 г., 5 ч 01 мин 57 с., *б* – 12 декабря 1988 г., 2 ч 43 мин 41 с.



Рис. 4.10. Вертикальные профили температуры, полученные при зондировании:

а — 11 октября 1988 г., 22 ч 45 мин... 23 ч 35 мин; б — 29 ноября 1988 г., 22 ч 21 мин... 23 ч 11 мин.

рует рис. 4.10 [14]. Зондирование производилось с помощью лидара с диаметром приемного зеркала около 0,6 м, использовалось излучение 2-й (λ = 532 нм) и 3-й (λ = 355 HM) гармоник АИГ Nd-лазера с энергиями в импульсе соответственно 400 и 200 мДж. Измерения производились на территории университета штата Мэриленд (г. Колледж-Парк). Изображенный на рис. 4.10 а вертикальный профиль температуры можно считать типичным в сравнении со средним климатическим профилем октября на данной широте. Профиль на рис. 4.10 б показывает четко выраженный процесс мезосферного нагревания, предшествующий стратосферному потеплению, имевшему место в середине декабря 1988 г. Пунктирные линии характеризуют вертикальные профили температуры, соответствующие стандартной модели атмосферы. Кроме существенного отклонения значений профиля, полученного 29 ноября 1988 г., от стандартного, на нем также четко выражены инверсионные слои.

В [8] сообщается о зондировании профилей температуры в интервале высот 30... 95 км с помощью лидара с приемным зеркалом кассегреновского типа диаметром 0,8 м. Для зондирования используется эксимерный лазер на ХеF, на длине волны 351 нм с мощностью излучения 20 Вт. Проведены три цикла зондирований: первый в мае—сентябре 1988 г. в Линдау (ФРГ), второй и третий зимой 1988/89 и 1989/90 гг. а о. Андёйя в Северной Норвегии. Один из циклов пришелся на период потепления стратосферы.

4.1.3. Зондирование температуры в тропосфере с использованием колебательно-вращательного СКР

Описанная выше методика зондирования температуры в стратосфере и мезосфере в тропосфере не может быть использована в связи с тем, что сделанное в ней предположение о пренебрежимо малом вкладе в эхо-сигнал аэрозольной компоненты здесь неприменимо.

Таким образом, чтобы воспользоваться той же идеей, необходимо определить этот вклад в эхо-сигнал и вычесть его из значения эхо-сигнала, обусловленного как рэлеевским, так и аэрозольным рассеянием. В работе [12] предложен метод, заключающийся в использовании эхо-сигналов на частоте зондирования и на частоте колебательно-вращательного рамановского рассеяния молекулярным азотом.

При зондировании использовался лидар на 3-й гармонике АИГ Nd-лазера ($\lambda = 354,7$ нм) с энергией в импульсе 150 мДж и частотой следования 10 Гц, с приемным зеркалом диаметром 76 см. Приемная система обеспечивала регистрацию эхо-сигналов на длинах волн 354,7; 386,7 и 407,5 нм, последние две из которых обязаны колебательно-вращательному СКР N₂ и водяного пара соответственно. Регистрация эхо-сигналов проводилась в токовом режиме (TP) и режиме счета фотонов (СФ). Значение эхо-сигнала, обусловленное аэрозольным рассеянием, определялось изотношения *R* на длине волны 386,7 нм.

На рис. 4.11 представлены результаты зондирования профилей температуры с помощью рамановского лидара на основе колебательно-вращательного СКР и

радиозонда, иллюстрирующие удовлетворительное согласие друг с другом во всем интервале высот. При этом при

Рис. 4.11.	Сравнение	профилей	тем-
пературы,	полученных	разными	спо-
	собами:		

Кри- вая	Способ зонди- рования	Время местное, ч мин
1	Лидар СФ	23 52 01 52
2	Лидар ТР	23 52 01 52
3	Радиозонд	90 55



лазерном зондировании на высотах 1,5... 3,0 км использовался то-ковый режим, а на высотах 3,0.. 18,0 км — режим счета фотонов.

4.1.4. Зондирование температуры в пограничном слое атмосферы с использованием чисто вращательного СКР

С физической точки зрения возможность определения температуры воздуха из характеристик чисто вращательного спектра КР молекул N_2 и O_2 вполне очевидна, поскольку вследствие справедливости больцмановского распределения молекул по вращательным состояниям интенсивность отдельной линии спектра является функцией температуры, записываемой для линейных молекул в виде [1]

$$I(J, T) = I_0 v_J^4 g_I \frac{BhcN_0}{kT} S(J) \exp\left[-\frac{Bhc}{kT} J(J+1)\right], \quad (4.4)$$

где J — вращательное квантовое число; T — температура в кельвинах; I_0 — интенсивность падающего на объем газа излучения с частотой v_0 в см⁻¹; $v_J = v_0 \pm 4 B (J + {}^3/_2)$ — частота линий чисто вращательного спектра; B — вращательная константа молекулы; h — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана; N_0 — концентрация молекул; g_I — статистический вес, обусловленный спином

ядер. Функцию S(J), стоящую в выражении (4.4), для стоксовой ветви представим как

$$S(J) = (J+1)(J+2)/(2J+3),$$
 (4.5)

для антистоксовой ветви

$$S(J) = (J-1) J/(2J-1),$$
 (4.6)

если под номером J понимать номер исходного состояния молекулы при ее переходах согласно правилу отбора $\Delta J = \mp 2$.



Рис. 4.12. Огибающая чисто вращательного спектра N₂ при трех значениях температуры.

На рис. 4.12 схематически показан вид огибающей чисто вращательного спектра КР азота для трех значений температуры. Из рис. 4.12 и выражения (4.4) следует, что, вообще говоря, можно построить множество методов определения температуры, основанных на измерении характеристик спектра, являющихся результатом различных комбинаций из интенсивностей отдельных линий полосы. Не останавливаясь подробно на анализе всех таких возможностей, рассмотрим температурную зависимость отношения интенсивностей двух линий спектра. Из (4.4) легко можно увидеть, что такое отношение, как функция температуры, выражается простой формулой

$$R(T) = \exp((\alpha/T) + \beta); \ \alpha = [E_{Bp}(J_2) - E_{Bp}(J_1)]/k;$$

$$\beta = \ln S(J_1) - \ln S(J_2).$$
(4.7)

Имея в виду возможность лидарных измерений температуры из характеристик вращательного спектра КР молекул азота и кислорода воздуха, заметим, что выделение отдельной линии спектра неизбежно сопровождалось бы значительными потерями принимаемого из атмосферы излучения КР в спектральном приборе, обусловленными потерями на входной щели. В случае интерференционных фильтров такое выделение вряд ли возможновообще. Это обстоятельство заставляет рассматривать возможность определения температуры из отношения интенсивностей двух участков чисто вращательного спектра КР, включающих по несколько линий азота и кислорода. В общем виде выражение R(T)будет иметь вид

$$R_{\Sigma}(T) = \frac{\left(\sum_{I_{N_2}, I_{O_2}} \left[I_{N_2}(J_{N_2}, T) + I_{O_2}(J_{O_2}, T)\right]\right)_1}{\left(\sum_{I_{N_2}, I_{O_2}} \left[I_{N_2}(J_{N_2}, T) + I_{O_2}(J_{O_2}, T)\right]\right)_2},$$
(4.8)

где I_{N_2, O_2} — интенсивность отдельной линии, индексы 1 и 2 указывают на то, что суммирование в числителе и знаменателе осуществляется в разных участках полосы. Выражение (4.8) не дает явного аналитического вида функции $R_{\Sigma}(T)$, что означает необходимость получения калибровочного графика для определения температуры по отношению $R_{\Sigma}(T)$.

Однако если учесть соотношение (4.7) и предположить, что отношение интенсивностей двух участков можно приближенно рассматривать как отношение таковых отдельных линий, соответствующих переходам с уровней, имеющих средние по участкам энергии, то для $R_{\Sigma}(T)$ можно записать приближенное выражение, аналогичное (4.7):

$$R_{\Sigma}(T) \approx \exp\left(\left(\alpha/T\right) + \beta\right),$$
 (4.9)

которое достаточно хорошо согласуется с прямыми расчетами по формуле (4.8).

В связи с тем что используемые участки чисто вращательного спектра N_2 и O_2 недалеко отстоят от длины волны зондирующего импульса, возникает достаточно сложная техническая задача подавления фона от аэрозольного и рэлеевского рассеяния в районе используемых участков. Сложность этой задачи усугубляется еще и тем, что сечение спонтанного комбинационного рассеяния примерно на 3 порядка меньше сечения аэрозольного рассеяния. Короче говоря, для получения результатов, свободных от влияния описанного эффекта, требуется подавление фона аэрозольного и рэлеевского рассеяния не менее чем на 9 порядков величины.

Проверка возможностей применения предложенного нами метода измерения температуры атмосферы проводилась в натурных условиях в два этапа. На первом этапе температура в избранном объеме атмосферы измерялась как лидаром, так и контактным способом. На втором этапе проводилось одновременное зондирование вертикальных профилей температуры лидаром и радиозондом.

Для выделения участков вращательного спектра КР смеси N₂ и O₂ воздуха в данном лидаре использован двойной монохроматор, собранный из двух одинаковых монохроматоров схемы ЧерниТурнера. Для возбуждения спектров КР в нем применен лазер на парах меди.

Основные параметры лидара

Передатчик

Длина волны, нм	510,6
Средняя мощность, Вт	510
Частота повторения импульсов, кГц	6,7
Длительность импульса, нс	10
Расходимость пучка (неустойчивый резона-	
тор), рад	3.10-4
Приемник	
Двухлинзовый объектив с диаметром, м Лвойной монохроматор с обратной линей-	0,3
ной дисперсией, нм/мм	1,0
Общее пропускание оптического тракта приемной системы	0,01
Система регистрации	
Счетчик фотонов со скоростью счета, МГц	100

Оценку сигналов КР из атмосферы для лидара с указанными параметрами производили с помощью лидарного уравнения, записанного для режима счета фотонов:

$$n(\mathbf{r}) = \eta \tau \frac{W_0}{h v_{\mathrm{KP}}} S_{\mathrm{fr}} \gamma(\mathbf{r}) \beta_{\mathrm{fr}}^{\mathrm{KP}}(\mathbf{r}) \frac{\Delta \mathbf{r}}{r_1 r_2} T^2(\mathbf{r}), \qquad (4.10)$$

где n(r) — число фотоэлектронных импульсов с анода ФЭУ, порожденное фотонами частотой $v_{\rm Kp}$, пришедшими из объема атмосферы длиной $\Delta r = r_2 - r_1$; η — квантовая эффективность фотокатода; τ — пропускание оптического тракта лидара; W_0 — энергия импульса излучения лазера; $S_{\rm II}$ — площадь приемной оптики; $\gamma(r)$ геометрический фактор лидара; $\beta_{\rm II}^{\rm Kp}(r)$ — объемный коэффициент КР в направлении назад T(r) — прозрачность атмосферы.

В случае чисто вращательного КР, измеряя отношение двух лидарных сигналов, соответствующих двум участкам спектра и накопленных за один и тот же интервал времени $t_{изм}$ в одном и том же объеме атмосферы, получим

$$R(T) = N_1 / N_2 = n_1 t_{\text{H}_{3M}} / (n_2 t_{\text{H}_{3M}}). \tag{4.11}$$

В предположении пуассоновской статистики числа фотоотсчетов в каждом канале статистическую погрешность измерения величины R(T) запишем в виде

$$\delta R_{\rm cr} = \sigma_R / R \approx \sqrt{1 + \overline{R} / N_1}, \qquad (4.12)$$

где σ_R — стандартное отклонение случайной величины R от его среднего значения \overline{R} .

Исходя далее из значения требуемой погрешности определения температуры по величине R(T), можно, используя (4.12) и зная величину dR/dT, определить объем накопления N_1 и соответственно N_2 в выражении (4.11). С другой стороны, кроме статисти-

ческой погрешности в ошибку измерений отношения существенный вклад может внести временная нестабильность отношения квантовых эффективностей фотоумножителей. Это обстоятельство выдвигает дополнительное требование к временной нестабильности отношения чувствительностей двух фотоприемников, которая должна быть существенно ниже статистической погрешности. Вообще говоря, данная проблема относительно просто решается подбором соответствующей пары фотоумножителей.

В экспериментах по лидарным измерениям профиля температуры использовали атмосферы описанный ранее лидар, НО другой С системой счета фотонов, позволяюшей накапливать сигналы KP одновременно в 32 стробах по дальности, начиная с 30 м, через каждые 30 м максимальная скорость счета системы составляла 100 МГн.

Известно, что перепады температуры в нижнем 1-км слое атмо-

Рис. 4.13. Профили температуры атмосферы, полученные с помощью лидара и радиозонда:



а – при первом пуске зонда, б – при повторном.

сферы редко превышают 10... 15 К, поэтому профиль измеренного лидаром отношения интенсивностей двух участков вращательного КР как функцию температуры можно записать

$$R(T(H_i)) \approx R(T(H_0)) \left(1 + \frac{dR}{dT} - \frac{\Delta T(H_i)}{R(T(H_0))}\right), \quad (4.13)$$

где $T(H_i)$ — температура на высоте *i*-го строба (i = 1, 2, ...). Зная из эксперимента величину dR/dT, которую можно определить заранее в описанных экспериментах по контролю временного хода или же в ходе измерений профилей по величинам $R(H_0)$ и $T(H_0)$, показанным контактным датчиком, находим из выражения (4.13) профиль $\Delta T(H_i)$. Далее, воспользовавшись показаниями контактного датчика температуры области нижнего строба, восстанавливаем профиль температуры

$$T(H_i) = T_{\text{конт}}(H_0) + \Delta T_{\pi_{AB}}(H_i).$$
(4.14)

Результаты лидарных измерений профиля температуры атмосферы до высот около 1 км, выполненные по описанной схеме, представлены на рис. 4.13. На этом рисунке горизонтальными черточками с точками представлены доверительные интервалы значений температуры, полученные из лидарных измерений, а сплошной кривой — профили температуры, измеренные радиозондом, выпуск которого осуществлялся в непосредственной близости от места расположения лидара. Время измерения одного профиля лидаром равно 20 мин. Результаты, представленные на рис. 4.13, показывают хорошую согласованность данных, полученных двумя независимыми методами, как по абсолютному значению температурной инверсии, так и по высоте инверсионного слоя в атмосфере.

4.2. Зондирование скорости ветра

Ветер играет важную роль в процессах погодообразования и загрязнения атмосферы продуктами антропогенного происхождения. В связи с этим разработке методов и технических средств лазерного зондирования профилей вектора скорости ветра, определяющего его значение и направление, уделяется значительное внимание во многих коллективах различных стран.

В настоящее время развиваются два основных метода зондирования скорости ветра: 1) доплеровский и 2) корреляционный. Первый для своего применения требует сложной дорогостоящей аппаратуры и одновременно, несомненно, имеет преимущества при зондировании на большие расстояния. Корреляционный метод технически реализуется значительно легче и вполне конкурентен с доплеровским при исследовании в пограничном слое атмосферы.

4.2.1. Доплеровский метод

Физической основой доплеровских методов служит эффект Доплера, определяющий величины частотного сдвига v₀, возникающего в рассеянном на движущихся частицах пучке. Для земной атмосферы

$$v_0 = 2u \sin{(\phi/2)}/\lambda_0$$
,

где λ_0 — длина волны зондирующего излучения; φ — угол рассеяния; u — проекция скорости ветра на биссектрису между направлениями падающего и рассеянного лучей. И, следовательно, для моностатического лидара ($\varphi = 180^\circ$), когда

$$v_0 = 2u/\lambda_0$$
,

измеряемой характеристикой ветра является радиальная или продольная компонента скорости ветра.

Доплеровский метод наиболее широкое развитие получил в ИК-области спектра, что прежде всего связано с наличием в этой области наиболее эффективного лазера на СО₂. Применяемые с его использованием лидары можно разделить на два основных типа: лидары прямого детектирования и лидары с гетеродинным приемом. В сравнении с ультрафиолетовой и видимой областями в ИК-области прямое детектирование в целом проигрывает. Так, лидарные сигналы здесь явно меньше из-за соответственно меньших сечений рассеяния, правда они меньше ослабляются. ИК-детекторы в значительно большей степени уступают, например, фотоумножителям по шумовым характеристикам. Соответственно отношения сигнал/шум в ИК-области существенно меньше, что требует для достижения таких же результатов, что и в видимой, и ультрафиолетовой областях, больших размеров приемных антенн и больших значений энергии в лазерных импульсах.

По указанным причинам ИК-лидары получили широкое распространение при зондировании газовых компонент атмосферы лишь при использовании длинных измерительных трасс. Одновременно следует подчеркнуть, что СО₂-лазеры вне конкуренции с любыми другими перестраиваемыми лазерами, если иметь в виду мощность их излучения. Они имеют тем большее преимущество, если их использовать в варианте гетеродинного приема.

В заключение этого раздела приведем полезную формулу, определяющую мощность эквивалентного шума *C*, или шума детектора, равную мощности входного оптического сигнала в ваттах:

$$C = \sqrt{AB}/D, \tag{4.15}$$

где A — чувствительная площадь детектора в см⁻¹; B — полоса детектора в герцах; D — обнаружительная способность детектора в см·Гц^{1/2}/Вт.

4.2.1.2. Лидары с гетеродинным приемом

Идея гетеродинного приема давно применяется в радиодиапазоне электромагнитных волн, а после появления лазеров она позволила создать новое направление в лазерном зондировании атмосферных параметров. Ее сущность кратко может быть сформулирована следующим образом. Если эхо-сигнал зондирующего лазерного импульса когерентно смещать с импульсом другого такого же лазера, но с несколько смещенной частотой, тогда на выходе мы наряду с частотами этих лазеров будем иметь частоту, равную разности этих частот.

Подчеркнем, что под когерентным смещением частот понимается такое, при котором оба лазерных пучка должны быть строго в фазе друг с другом на поверхности детектора, имея при этом одну и ту же поляризацию.

На рис. 4.14 приведена блок-диаграмма гетеродинного детектирования. Согласно этой схеме излучение от СО₂-лазера со стабилизированной с высокой точностью частотой излучения поляризуется в плоскости чертежа, далее четвертьволновая пластинка преобразует линейно поляризованное излучение в излучение с круговой поляризацией, которое посылается через телескоп в атмосферу. Эта же пластинка преобразует поляризацию эхо-сигнала в линейную, только с плоскостью поляризации, перпендикулярной плоскости чертежа. Далее, эхо-сигнал, пройдя через поляризатор, попадает в приемное устройство лидара, в котором происходит гетеродинное смешение излучений эхо-сигнала и сигнала от гетеродина. После прохождения смешанного излучения через фильтр из последнего выходит излучение только с разностной частотой, или частотой биений, порядка 10⁶ Гц. Сигналы с такими частотами



Рис. 4.14. Схема лидара с гетеродинным приемом.

обрабатываются соответствующими радиотехническими устройствами, включая сверхузкие фильтры, отсекающие помехи и шумы.

Рассмотрим далее математический формализм данного вопроса, имея в виду, что оптические детекторы чувствительны к интенсивности радиации или квадрату напряженности электрического поля. Для рассматриваемого случая полная напряженность электрического поля E(t) на детекторе представляет собой сумму электрических полей [15]:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t) + E_c \cos(\omega_c t), \qquad (4.16)$$

где значки «0» и «с» относятся к гетеродину, или как его еще называют, локальному осциллятору, и эхо-сигналу соответственно, ω — угловая частота в рад/с. Ток J(t) на детекторе пропорционален $E(t)^2$:

$$J(t) = aE(t)^{2}, (4.17)$$

где *а* — коэффициент пропорциональности,

$$E(t)^{2} = E_{0}^{2}\cos^{2}(\omega_{0}t) + E_{c}^{2}\cos(\omega_{c}t) + E_{0}E_{c}\cos\left[(\omega_{0} + \omega_{c})t\right] + E_{0}E_{c}\cos\left[(\omega_{1} - \omega_{c})t\right].$$
(4.18)

Проводя усреднение по большому циклу периодов, из (4.18) можно исключить третий член и, следовательно, записать выражение для J(t) в виде

$$J(t) = a\left(\frac{E_0^2}{2} + \frac{E_c^2}{2}\right) + E_0 E_c \cos\left[(\omega_0 - \omega_c) t\right].$$
(4.19)

Отфильтровав частоту биения ($\omega_0 - \omega_c$), можно получить для полезного сигнала формулу

$$J_{\rm c} = \frac{\eta e}{h\nu c} 2 \sqrt{P_{\rm c}P_{\rm 0}} \cos\left[(\omega_{\rm 0} - \omega_{\rm c})\right], \qquad (4.20)$$

а также при предположениях о пренебрежении шумом сопротивления и достаточно высокой мощности сигнала гетеродинного лазера простое выражение для отношения сигнал/шум

$$I_{\rm c}/J_{\rm m} = \sqrt{\frac{P_{\rm c}\eta}{Bhv_{\rm c}}},\qquad(4.21)$$

где P_c — мощность эхо-сигнала; η — квантовая эффективность детектора; B — полоса детектора в герцах; h — постоянная Планка, v — частота; c — скорость света; e в (4.20) — заряд электрона.

Оценивая возможности метода гетеродинного детектирования с использованием CO_2 -лазеров в целом, можно сделать заключение о том, что он вполне конкурирует с методами прямого детектирования в видимой области спектра. Для иллюстрации преимуществ рассматриваемого метода по сравнению с методом прямого детектирования в ИК-области для одной и той же лидарной системы приведем один убедительный пример. Лидарная система JPL, включающая $2CO_2$ -лазера с энергией в импульсе 60 мДж, длительностью 0,5...2 мкс, частотой следования импульсов 50...150 Гц и приемную систему с диаметром телескопа 0,3 м при частоте биений 30 МГц, обеспечивает в режиме прямого детектирования дальность зондирования от 1 до 3 км, а в режиме гетеродинного приема — от 5 до 10 км. Пространственное разрешение в обоих случаях 300 м.

В заключение приведем формулу, определяющую минимальную мощность сигнала гетеродина, начиная с которой возможен гетеродинный прием

$$P_0 > A/(hvcD), \tag{4.22}$$

где A — чувствительная площадь детектора в сантиметрах; h — постоянная Планка; v — частота; c — скорость света; D — обнаружительная способность детектора в см · Гц^{1/2}/Вт. С другой стороны, следует подчеркнуть, что значение P_0 ограничено величиной

радиационной стойкости используемых приемников. В случае CO₂-лазеров лучшими детекторами являются приемники на смеси кадмий—ртуть—теллур (КРТ).

Таким образом, эффективность доплеровских лидаров с гетеродинным приемом, без учета условий распространения зондирующих импульсов и их эхо-сигналов в атмосфере, зависит от возможности смешения частот эхо-сигнала и гетеродина, при котором на всей площади детектора они должны быть строго в фазе друг с другом и иметь одну и ту же поляризацию. Это значит, что их волновые фронты должны быть согласованы. Указанные условия предъявляют весьма высокие требования к стабильности излучения лазера на СО₂. С другой стороны, мощность сигнала гетеродина должна превышать пороговую (см. (4.22)) и быть при этом такой, чтобы не произошло радиационного разрушения детектора, к качеству которого также предъявляются высокие требования. Наконец, чем большую дальность зондирования необходимо получить, тем большей энергетикой должен обладать используемый СО2-лазер (энергия в импульсе, частота следования, средняя мощность излучения).

Дальность зондирования, кроме потенциала лидара, зависит также от условий распространения зондирующих импульсов и их эхо-сигналов в атмосфере, а именно от ее рассеивающих свойств, турбулентного состояния, фоновых засветок. Каждый из этих факторов достаточно подробно исследован. Соответствующие результаты опубликованы в литературе [2, 5]. Мы здесь лишь ограничимся описанием последних достижений, полученных с использованием описываемого метода группой М. Хардэсти, занимающей в этом направлении в настоящее время лидирующее положение в мире.

В [9] приведено описание доплеровского лидара с когерентным приемом и результаты его использования для зондирования скорости ветра, турбулентности атмосферы, аэрозолей и облаков. Речь идет о последнем образце лидара с лазером на CO₂, излучающем при атмосферном давлении газовой смеси импульсы с энергией 1 Дж, частотой следования до 50 Гц, с длительностями от 800 нм до 3 мкс, стабилизированные по излучаемой частоте с точностью не хуже 150 кГц, обеспечивающей точность определения скорости ветра лучше, чем 1 м/с. При мощности эквивалентного шума (см. (4.15)) 10⁻¹³ Вт лидар позволяет получать профили скорости ветра на дистанциях до 20 км в пограничном слое атмосферы и до 10 км в вертикальном направлении.

Яркой иллюстрацией возможностей указанного лидара является пример его использования для зондирования профилей скорости штормового ветра над г. Боулдер, штат Колорадо, 29 января 1987 г. (рис. 4.15). Этот город находится у подножия высоких скалистых гор, что обусловливает возникновение штормовых ветров западного направления с гор в долину, получивших название шинок. Максимальная зарегистрированная скорость его достигла 210 миль/ч, или около 340 км/ч, соответственно 94 м/с. На рис. 4.15 представлены результаты, когда максимальная скорость ветра была 30 м/с. Штормовой ветер начался примерно в 4 ч 30 мин того же дня, его скорость составляла 44 м/с.

Слева на рисунке представлен разрез профиля поверхности земли, вдоль которого проводилось зондирование, цифры указывают значения скорости ветра в м/с. Видно, что их максимальные значения реализовывались на разных расстояниях от крутого склона гор. Интересным является факт влияния возвышенности, расположенной на расстоянии 12 км от лидара, наблюдавшийся



в течение первых 8 мин. Эффект этот авторы назвали горной волной. Он характеризуется исключительно высоким значением градиента скорости ветра в исследуемом районе, которая на расстоянии меньше километра изменяется от 26 до 2 м/с, но в обратном направлении.

Приведенный пример настолько убедительно иллюстрирует возможности доплеровских лидаров с гетеродинным приемом для детального изучения полей скорости ветра, что он не нуждается в дополнительных комментариях. Тем более, что его использование далеко не ограничено зондированием лишь скорости ветра.

4.2.2. Корреляционный метод

Корреляционные методы используют естественную неоднородность оптических параметров атмосферы (в основном аэрозольной природы) и основаны на анализе флуктуаций лидарных сигналов, отраженных из нескольких пространственно-разнесенных рассеивающих объемов для каждой исследуемой высоты. Время переноса неоднородностей рассеивающих свойств атмосферы между информационными объемами, оптимальной оценкой которого в условиях воздействия шумов и процессов разрушения неоднородностей служит положение максимума взаимно корреляционной функции, является мерой соответствующей составляющей скорости ветра.

Оптические исследования неоднородной структуры атмосферного рассеяния, проведенные с помощью наземных и самолетных

лидаров, показали постоянное существование неоднородностей коэффициентов рассеяния, обосновывающих применение корреляционных методов по крайней мере в нижнем 5-км слое, а также в области тропо- и мезопаузы.

Для измерения профиля вектора скорости ветра корреляционным методом должен быть обеспечен съем информации не менее чем по трем трассам зондирования. Технически это осуществляется посредством создания лидаров с тремя лазерными пучками либо последовательным сканированием трех направлений одним лазерным пучком [4]. К настоящему времени разработаны корреляционные лидары для контроля профиля скорости ветра в СССР, НРБ, США с высотой действия 1... 3 км. Время измерения одного профиля составляет 5... 10 мин. Пространственное разрешение может быть различным, от 3 до 100 м по вертикали и от 30 до 500 м в горизонтальной плоскости.

Корреляционные методы применительно к другим приложениям соответствующим выбором конфигурации съема информации могут обеспечить получение значений скорости вдоль выбранного направления или площади, а также усредненных вдоль линии или площади. Кроме того, введение в алгоритмы обработки эхо-сигналов спектрального анализа позволяет оценивать профили таких турбулентных характеристик, как интенсивность турбулентности, скорость диссипации кинетической энергии. Последнее обстоятельство делает возможным применение корреляционных лидаров для мониторинга динамики пограничного слоя атмосферы.

Все отмеченные характерные особенности корреляционного метода, активно развиваемого в Институте оптики атмосферы на протяжении более чем 15 лет, о чем свидетельствует публикация [16], обобщены в двух монографиях [4, 6]. Последняя из них отражает и успехи, достигнутые в Институте электроники Болгарской Академии наук, с которым началось эффективное сотрудничество в конце 70-х годов по инициативе Института оптики атмосферы, оказавшего помощь болгарским коллегам.

Для иллюстрации возможностей корреляционного метода приведем один из примеров результатов зондирования скорости ветра, полученных в Институте оптики атмосферы (рис. 4.16) в двух типичных ситуациях, реализующихся в нижних слоях атмосферы с пространственным разрешением 2—3 м. Подчеркнем, что стандартный метод радиозондового определения профиля скорости ветра дает пространственное разрешение по крайней мере на порядок величины хуже, чем приведенные на рисунке данные. Видно, что как величина, так и направление скорости ветра

Видно, что как величина, так и направление скорости ветра в случае арктического фронта подвержены значительной изменчивости и во времени, и в пространстве по сравнению с антициклонической ситуацией. Не вызывает сомнения и тот факт, что возможность получения подобного рода результатов говорит об актуальности дальнейшего развития корреляционного метода, тем более, если учитывать его несопоставимую дешевизну по сравнению с доплеровскими лидарами с гетеродинным приемом.



Рис. 4.16. Вертикальные профили ветра, полученные корреляционным лидаром в антициклонических условиях 25 июня 1986 г. (а) и при налични арктического фронта 16 декабря 1985 г. (б).

Цифры около каждого профиля указывают местное время измерений. Правые части профилей относятся к направлениям ветра от 0 до 180°, левые — от 180 до 360°.

Глава 5. ОСНОВЫ ЛАЗЕРНОГО ГАЗОАНАЛИЗА АТМОСФЕРЫ МЕТОДОМ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Лазерный газоанализ атмосферы с момента использования первых лазерных источников в атмосфере развивался по разным направлениям. Здесь использовались и эффекты комбинационного рассеяния (КР) света, и резонансная флуоресценция, и резонансное поглощение. Его естественное развитие постепенно определило приоритетное положение методам и средствам, основанным на эффектах резонансного поглощения.

Малые сечения КР предопределили использование лазерного газоанализа лишь при высоких уровнях концентраций загрязняющих газов атмосферы. Как правило, эти уровни находятся выше ПДК. Кроме того, при высоких уровнях концентраций агрессивных газов активно формируются в атмосфере химические аэрозоли, которые люминесцируют под действием лазерного излучения, затушевывая полезные сигналы КР.

Методы резонансной флуоресценции нашли свое место в задачах зондирования атомарных и ионных составляющих (Na, K, Ca, Ca⁺ и т. д.) верхней атмосферы, где из-за малости давления эффекты тушения пренебрежимо малы. При атмосферном давлении эти эффекты, наоборот, являются определяющими и делают практически невозможным лазерный газоанализ методом резонансной флуоресценции в нижней атмосфере.

5.1. Математический формализм и физические принципы метода дифференциального поглощения

Метод дифференциального поглощения впервые был предложен и реализован на практике Счетлэндом в 1964 г. [34] для лазерного зондирования водяного пара атмосферы. Счетлэнд назвал этот метод дифференциальным поглощением рассеянной энергии (DASE). В настоящее время наиболее широко применяется термин «лидар дифференциального поглощения» (DIAL), введенный в [37]. Этот метод основан на явлении резонансного поглощения в пределах контура селективной линии поглощения атмосферного газа. В таком узком спектральном интервале коэффициент молекулярного резонансного поглощения в зависимости от спектральной частоты испытывает максимальные изменения, а коэффициент ослабления за счет нерезонансного рассеяния и поглощения практически не меняется. Это позволяет при сравнении данных лазерного зондирования атмосферы на двух близких спектральных частотах, одна из которых v_0 расположена в центре линии поглощения атмосферного газа, а вторая v_1 на ее крыле, выделить в чистом виде зависимость отношения данных зондирования только от резонансного поглощения по трассе зондирования.

На практике зондирование атмосферы с использованием дифференциального поглощения реализуется двумя способами: методом дифференциального поглощения на длинных трассах и лидарным методом дифференциального поглощения.

5.1.1. Дифференциальное поглощение на длинных трассах

На рис. 5.1. изображены две схемы трассового зондирования, использующие в качестве контротражателя поворотное зеркало или диффузный рассеивающий отражатель, которым может яв-



Рис. 5.1. Схемы трассового зондирования атмосферных газов методом дифференциального поглощения с использованием в качестве контротражателя поворотного зеркала (а) или диффузно-рассеивающего отражателя (б). ляться любой топографический объект (стена здания, склон горы или холма, плотная чаща леса и т. д.). Схема с зеркальным отражателем (рис. 5a), как правило, реализуется с полным перехватом лазерного луча. Естественно, требование полного перехвата ограничивает длину трассы зондирования из-за расходимости лазерного излучения и турбулентного дрожания лазерного пучка. Кроме того, схема требует соблюдения точной оптической юстировки всей системы: лазерный передатчик — зеркальный отражатель — приемная антенна с фотодетектором, что ограничивает возможности оперативного изменения трассы зондирования по направлению и длине. Однако безусловным преимуществом этой схемы является возможность использования лазеров с малой мощностью излучения, в том числе непрерывных лазеров, так как основные потери мощности, определяемые при регистрации пройденного по трассе излучения, обусловлены только пропусканием атмосферы:

$$P(\mathbf{v}, \Delta z) = P_0(\mathbf{v}) \varkappa'(\mathbf{v}) T^2_{\mathrm{H},0}(\mathbf{v}, \Delta z) T^2_{\mathrm{p},0}(\mathbf{v}, \Delta z), \qquad (5.1)$$

где $P(v, \Delta z)$ — регистрируемая мощность лазерного излучения с трассы зондирования; $P_0(v)$ — излучаемая мощность лазерного источника; $\varkappa'(v)$ — полный коэффициент эффективности всей оптической системы: передающей антенны—зеркального отражателя — приемной антенны; $T_{\text{H. o}}(v, \Delta z)$ и $T_{\text{p. o}}(v, \Delta z)$ — пропускание атмосферного слоя протяженностью Δz , учитывающее соответственно эффекты нерезонансного (н. о) и резонансного (р. о) ослабления лазерного излучения. Квадрат пропускания учитывает тот факт, что лазерное излучение дважды проходит фактически одну и ту же трассу зондирования от приемопередатчика до контротражателя и обратно.

При работе с топографической целью (рис. 5.16) с трассы зондирования регистрируется только та часть лазерного излучения, которая рассеивается от цели в направлении назад и попадает в поле зрения приемной антенны:

$$P(\mathbf{v}, \Delta z) = P_0(\mathbf{v}) \varkappa(\mathbf{v}) \frac{A}{\Delta z^2} g_{\pi}(\mathbf{v}) T^2_{\mathbf{H}, 0}(\mathbf{v}, \Delta z) T^2_{\mathbf{p}, 0}(\mathbf{v}, \Delta z), \quad (5.2)$$

где $\varkappa(v)$ — эффективность приемопередатчика; A — площадь приемной антенны; $g_{\pi}(v)$ — коэффициент рассеянного назад лазерного излучения от топографической цели. Такая схема в отличие от предыдущей (см. рис. 5.1 *a*), с одной стороны, конечно дает свободу оперативного выбора в направлении и длине трассы зондирования, но, с другой стороны, предъявляет более высокие требования к мощности лазерного источника, чувствительности фотодетектора и площади приемной антенны. В этой схеме, как правило, используются импульсные источники.

Согласно закону Бугера—Бэра (см. формулы (1.50)... (1.57)),

$$T^{2}_{_{\mathrm{H. o}}}(v, \Delta z) = \exp\left\{-2\int_{z_{1}}^{z_{2}} \alpha_{_{\mathrm{H. o}}}(v, z) dz\right\} = \exp\left\{-2\alpha_{_{\mathrm{H. o}}}\overline{(v, \Delta z)}\Delta z\right\},$$
(5.3)

$$T_{\mathbf{p},o}^{2}(\mathbf{v}, \Delta z) = \exp\left\{-2\int_{z_{1}}^{z_{2}} N(z) \sigma(\mathbf{v}, z) dz\right\} = \exp\left\{-2N \overline{(\Delta z)} \sigma(\overline{\mathbf{v}, \Delta z)} \Delta z\right\},$$
(5.4)

где $\alpha_{\text{H. o}}(v, \Delta z)$, $\sigma(v, \Delta z)$ и $N(\Delta z)$ — соответственно коэффициент нерезонансного ослабления, сечение резонансного поглощения мо-лекулами атмосферного газа и концентрация этого газа, усред-ненные по трассе протяженностью Δz . Тогда из (5.1) и (5.4), если зондирование на близких спектральных частотах v_0 и v_1 происхо-дит в достаточно малом промежутке времени, в течение которого отсутствуют существенные временные изменения атмосферных параметров и отражательных характеристик цели, можно полу-чить простое соотношение: чить простое соотношение:

$$\frac{P(v_0, \Delta z) P_0(v_1)}{P_0(v_0) P(v_1 \Delta z)} = \frac{T_{p,0}^2(v_0, \Delta z)}{T_{p,0}^2(v_1, \Delta z)} = \exp\{-2N(\overline{\Delta z}) \Delta\sigma(\overline{\Delta v}, \Delta z) \Delta z\};$$

(5.5)

$$\Delta \overline{\sigma} (\Delta v, \ \Delta z) = \overline{\sigma} (v_0, \ \Delta z) - \overline{\sigma} (v_1, \ \Delta z) .$$
 (5.6)

Отношение $T_{p.o}(v_0, \Delta z)/T_{p.o}(v, \Delta z)$ называется относительной спектральной прозрачностью $\theta(\Delta v, \Delta z)$ атмосферного слоя Δz , а произведение буквенных сомножителей в показателе экспоненты в формуле (5.5) — дифференциальной оптической толщей $\Delta \tau (\Delta v, \Delta z)$. Произведя в формуле (5.5) операцию логарифмирования, приходим к конечной формуле

$$N\left(\Delta z\right) = \frac{1}{2\,\overline{\Delta\sigma}\,\left(\Delta\nu,\,\,\Delta z\right)\,\Delta z}\,\ln\left[\frac{P\left(\nu_{1},\,\,\Delta z\right)\,P_{0}\left(\nu_{0}\right)}{P_{0}\left(\nu_{1}\right)\,P_{0}\left(\nu_{0},\,\,\Delta z\right)}\right].\tag{5.7}$$

Эта формула отражает основную идею метода дифференциального поглощения на длинных трассах, согласно которой по отношению данных зондирования в линии (v_0) и вне линии (v_1) поглощения атмосферного газа восстанавливается его концентрация, усредненная по всей, иногда весьма протяженной, трассе зондирования длиной *Аz*.

5.1.2. Лидарный метод дифференциального поглощения

Лидарный метод дифференциального поглощения позволяет по-лучать информацию о пространственном распределении атмосфер-ного газа вдоль трассы зондирования. Предваряя описание этого метода, рассмотрим промежуточную схему зондирования, харак-теризующую логическую связь между трассовым и лидарным ме-тодами дифференциального поглощения. На рис. 5.2a изображена трассовая схема, но с распределен-ными по трассе зондирования контротражателями на расстоянии zи $z + \Delta z$ от лазерного приемопередатчика. Реализация такой

схемы на практике может осуществляться либо путем повременного пересечения лазерного пучка промежуточным контротражателем R_1 , либо небольшим смещением диаграммы направленности лазерного приемопередатчика попеременно с одного отражателя на другой, разведенных на незначительный угол. Эта схема по-



Рис. 5.2. Схемы пространственно-разрешенного зондирования атмосферных газов методом дифференциального поглощения с использованием распределенных по трассе зондирования контротражателей (а) или обратного рассеяния зондирующего излучения аэрозолями и молекулами атмосферы (б).

зволяет получить информацию об относительной спектральной прозрачности атмосферного слоя Δz , удаленного от приемопередатчика на расстояние z, по измерениям пропусканий атмосферных слоев протяженностью z и $z + \Delta z$:

$$\frac{-\frac{\theta^2 (\Delta v, z + \Delta z)}{\theta^2 (\Delta v, z)}}{= \exp\left\{-2 \int_{z}^{z + \Delta z} N(z) \Delta \sigma (\Delta v, z) dz\right\} = \frac{P(v_0, z + \Delta z) P(v, z)}{P(v_0, z) P(v_1, z + \Delta z)},$$
(5.8)

откуда

$$N(\bar{z}) = \frac{1}{2 \Delta \sigma (\Delta v, \bar{z}) \Delta z} \ln \left[\frac{P(v_0, z) P(v_1, z + \Delta z)}{P(v_0, z + \Delta z) P(v_1, z)} \right], \quad (5.9)$$

где $z < \bar{z} < z + \Delta z$ указывает на усреднение величин в интервале Δz . Формула (5.9) иллюстрирует возможность дистанционного определения концентрации резонансного поглощающего газа с пространственным разрешением Δz с использованием распределенных по трассе зондирования контротражателей.

В лидарном методе роль контротражателей, распределенных по всей трассе зондирования, играют аэрозоли и молекулы атмосферы (см. рис. 5.26). Рассеянная ими назад часть энергии лазерного импульса, распространяющегося вдоль трассы зондирования, улавливается приемной антенной и регистрируется в фоторегистрирующем тракте в виде лидарного сигнала:

$$P(v_{i}, z) = P_{0}(v_{i}) \frac{c\tau_{e}}{2} \varkappa(v_{i}) \frac{A}{z^{2}} \beta_{\pi}(v_{i}, z) T^{2}_{H_{0}}(v_{i}, z) T^{2}_{p_{0}}(v_{i}, z), \quad (5.10)$$

где c — скорость света; τ_e — длительность импульса лазерного излучения; $\beta_{\pi}(v, z)$ — объемный коэффициент обратного рассеяния зондирующего излучения молекулами и аэрозолями атмосферы. Если зондирование на двух близких спектральных частотах в линии (v_0) и вне линии (v_1) поглощения атмосферного газа осуществляется за достаточно малый промежуток времени, когда ощутимых временных изменений сечений взаимодействия атмосферы с лазерным излучением не происходит, то из (5.10) вытекает, что

$$\frac{P(v_0, z)}{P(v_1, z)} = \frac{P_0(v_0)}{P_0(v_1)} \exp\left\{-2\int_{z_0}^z N(z) \Delta\sigma(\Delta v, z) dz\right\}, \quad (5.11)$$

где z_0 — координата точки стояния лидара, откуда N(z) в привязанной к лидару системе координат ($z_0 = 0$) равно

$$N(\boldsymbol{z}) = \frac{1}{2 \Delta \sigma (\Delta v, \boldsymbol{z})} \frac{d}{dz} \left[\ln \frac{P_{\gamma}(v_1, \boldsymbol{z})}{P(v_0, \boldsymbol{z})} \right].$$
(5.12)

Формула (5.12) показывает возможность восстановления непрерывного профиля N(z) при непрерывной записи лидарных сигналов. Однако на практике, как правило, лидарные сигналы регистрируются в виде дискретного цифрового массива данных, получаемых через равные промежутки времени Δt , что соответствует пространственному разрешению $\Delta z = c\Delta t/2$. Тогда из (5.11) для сигналов, принятых из атмосферных объемов, удаленных потрассе Зондирования на расстояние z и $z + \Delta z$, следует знакомое выражение

$$N(\bar{z}) = \frac{1}{2 \Delta \sigma (\Delta v, \bar{z}) \Delta z} \ln \left[\frac{P(v_0, z) P(v_1, z + \Delta z)}{P(v_0, z + \Delta z) P(v_1, z)} \right], \quad (5.13)$$

137

где \bar{z} указывает на усреднение в каждом пространственном объеме протяженностью Δz . Идентичность формул (5.13) и (5.9) указывает на то, что как в трассовом, так и в лидарном методе дифференциального поглощения информация извлекается из относительной спектральной прозрачности атмосферных слоев, а роль рассеивающих атмосферных объемов во втором методе сводится только к распределенным контротражателям по трассе зондирования.

5.1.3. Чувствительность метода дифференциального поглощения

Чувствительность метода дифференциального поглощения характеризуется минимальными значениями концентрации атмосферного газа N_{\min} , которые могут быть обнаружены с минимально реализуемым на практике уровнем погрешностей измерений оптических сигналов. Для оценки чувствительности МДП для трассовой схемы зондирования удобно пользоваться формулой, предложенной в [7],

$$N_{\rm min} = 0,02/(2\,\Delta\sigma\,\Delta z),\tag{5.14}$$

которая вытекает из (5.9) при условии, что минимальный уровень значений разности логарифмов измеряемых оптических сигналов составляет примерно 0,02. Для этого необходимо, чтобы погрешности измерений оптических сигналов не превышали 1 %. В принципе это реализуется на практике при измерении медленно изменяющихся средних значений оптических сигналов, что характерно для трассовой схемы зондирования, с помощью типичных современных устройств цифровой регистрации и обработки.

Из формулы (5.14), видно, что для повышения чувствительности трассового метода дифференциального поглощения при заданном Δz следует выбирать наиболее интенсивные линии поглощения атмосферного газа с максимальными значениями дифференциального коэффициента поглощения $\Delta \sigma$. В лидарной же схеме зондирования методом дифференциального поглощения ситуация другая, поскольку погрешности измерений лидарных сигналов, как правило, существенно изменяются по трассе зондирования, а следовательно вдоль нее изменяется и чувствительность газоанализа. В этом случае выбор наиболее интенсивных линий поглощения атмосферного газа может наоборот привести к снижению чувствительности газоанализа в объеме Δz , удаленном на расстоянии \overline{z} от точки расположения лидара, так как интенсивное поглощения вдоль трассы длиной \overline{z} приводит к существенному спаду лидарного сигнала в точках $z \pm \Delta z/2$ и соответственно к значительному увеличению погрешностей его измерения.

Чувствительность газоанализа лидарным методом дифференциального поглощения согласно (5.12) можно оценить по значениям минимально достижимых среднеквадратических отклонений восстанавливаемых концентраций атмосферных газов:

$$\delta N(z) = \{ 2 [\sigma_0, z) - \sigma (v_1, z)] \Delta z \}^{-1} \times \sqrt{\left\{ \frac{1}{n} \sum_{i=0}^{1} \left[\frac{\delta^2 P(v_i, z)}{P^2(v_i, z)} + \frac{\delta^2 P(v_i, z + \Delta z)}{P^2(v_i, z + \Delta z)} \right] \right\}}, \quad (5.15)$$

где $\delta^2 P(v_i, z) / P^2(v_i, z)$ — относительная дисперсия регистрируемых лидарных сигналов на частотах v_0 и v_1 ; n — число парных актов зондирования, по которому осуществляется усреднение лидарных сигналов.

При регистрации в режиме счета фотоэлектрических импульсов, когда флуктуации сигналов описываются пуассоновской статистикой, дисперсия сигналов равна среднему числу зарегистрированных фотоотсчетов из стробируемого масштаба Δz :

$$\delta^{2} P(\mathbf{v}_{i}, z) = \frac{2 \Delta z}{h c^{2} \mathbf{v}_{i}} \left[P(\mathbf{v}_{i}, z) + P_{\phi} + P_{r} \right], \qquad (5.16)$$

где h и c — постоянная Планка и скорость света; $P(v_i, z)$ — мощность лидарного сигнала; P_{ϕ} — мощность фоновой засветки ФЭУ попадающим в поле зрения приемной антенны лидара рассеянным в атмосфере излучением небесных светил, звездных скоплений, северных сияний, а также искусственного освещения городов и поселков; $P_{\rm T}$ — эквивалентная мощность темнового шума ФЭУ, обусловленного термоэлектронной эмиссией и эмиссией в сильном электрическом поле с фотокатода. Величина фоновых шумов характеризуется спектральной яркостью фона $R_{\phi}(v_i)$ на частотах зондирования и параметрами приемной системы:

$$P_{\phi} = R_{\phi}(v_i) \varkappa \eta A \Omega \Delta \lambda, \qquad (5.17)$$

где *κ* — пропускание приемной антенны; η — эффективность фотоэмиссии фотокатода ФЭУ (квантовый выход ФЭУ); А — площадь приемной антенны; Ω и Δλ — поле зрения и спектральная ширина полосового фильтра приемной системы.

Собственные темновые шумы $\Phi \Im V$ можно оценить, зная из паспортных данных темновой ток фотокатода I_{τ} и анодную чувствительность $\Phi \Im V_{a}$, как

$$P_{\rm T} = \sqrt{2eI_{\rm T}B}/V_{\rm a},\tag{5.18}$$

где *е* — заряд электрона; *В* — ширина полосы пропускания измерительного тракта.

В режиме токового сигнала, флуктуации которого в предположении дробовой природы шумов описываются нормальным распределением, дисперсию можно выразить по значению эквивалентной мощности шума (NEP):

$$\delta^2 P(\mathbf{v}_{ei}, z) = (\text{NEP})^2 = A_D B / (D^*)^2,$$
 (5.19)

139

где A_D — площадь фоточувствительного элемента; D^* — отношение сигнал/шум в полосе пропускания 1 Гц при единичной мощности падающего излучения на единицу площади фоточувствительного элемента. Параметром D^* часто характеризуют обнаружительную способность фотодетектора. Чувствительность фотодетекторов, собственные шумы которых сравнимы или даже менее фоновых шумов, чаще характеризуются параметром D^{**} . Этот параметр учитывает поле зрения детектора в схеме измерения и определяется как

$$D^{**} = D^* \sin \theta, \tag{5.20}$$

где θ — половина плоского угла в сечении поля зрения фотодетектора. В лидарных схемах в УФ, видимом и ближнем ИК-диапазонах спектра угол θ определяется углом зрения приемной антенных лидара

$$2\theta = d_{\rm A}/F,\tag{5.21}$$

где d_A — линейный размер полевой диафрагмы; F — фокусное расстояние приемной оптики.

В среднем ИК-диапазоне спектра, где фоновые шумы обусловлены тепловым излучением, соотношение (5.21) справедливо только при низких креогенных температурах всей приемной системы (например, условие открытого космоса с затененной зоны несущей платформы). В обычных условиях, чувствительные ИК-фотоприемники, как правило, снабжаются охлаждаемыми жидким азотом диафрагмами. При этом характерные значения $\theta \approx 20^{\circ}$.

Выражение (5.15) позволяет определить оптимальные значения интенсивностей используемых при лидарном зондировании линий поглощения атмосферных газов для достижения максимальной чувствительности в выбранном объеме Δz . Формулы (5.14) и (5.15) можно применять для оценки потенциальных возможностей метода дифференциального поглощения.

Чувствительность лазерного газоанализа методом дифференциального поглощения в значительной степени зависит от ширины линии зондирующего лазерного излучения Δv_e , поскольку регистрируемое пропускание атмосферы представляет собой свертку истинного спектрального пропускания с аппаратурной функцией лазерного источника (см. формулу (1.58)) из п. 1.3. С увеличением Δv_e чувствительность газоанализа снижается. Более подробно влияние конечной ширины линии лазерного излучения в методе дифференциального поглощения рассматривается в п. 5.2.1.

5.1.4. Основные источники ошибок лазерного газоанализа атмосферы методом дифференциального поглощения

Видимая простота формул (5.7) и (5.13) создает впечатление легкости практической реализации метода дифференциального поглощения. Однако несоблюдение целого ряда условий и требова-

ний, часто весьма жестких, которые не все вытекают из этих формул, может привести к существенным ошибкам при интерпретации данных лазерного зондирования. Сравнительно подробный анализ ошибок восстановления концентрации водяного пара атмосферы из данных лазерного зондирования влажности методом дифференциального поглощения был выполнен основоположником этого метода Счетлэндом [35]. Он показал, что основными источниками погрешностей являются: ошибки, обусловленные вариациями рассеивающих свойств атмосферы; ошибки измерений; погрешности априорного расчета коэффициентов поглощения. При этом Счетлэнд рассматривал идеализированный случай, когда ширина линии лазерного излучения полагалась пренебрежимо малой. На практике аппаратурная функция спектрального распределения мощности лазерного излучения оказывает значительное влияние на регистрируемые данные лазерного зондирования в ряде случаев вынуждает учитывать целую гамму источников погрешностей восстановления лидарных данных.

Впервые учет такого рода ошибок представлен в наших работах [3, 9, 39], причем в [9] была сделана первая попытка на основе обобщения анализа основных погрешностей априорного расчета эффективных значений дифференциального коэффициента поглощения молекул зондируемого газа найти оптимальные значения спектральных параметров совместно линий лазерного излучения и поглощения атмосферного газа, удовлетворяющие условию минимизации этих погрешностей.

В данной главе будут описаны основные источники погрешностей восстановления газовых концентраций из данного лазерного зондирования, обобщенные в двух разделах. В п. 5.2 рассматриваются ошибки, возникающие из-за аппаратурных искажений лидарных сигналов при регистрации как за счет характеристик лазерного излучения, так и параметров приемной системы. Общей чертой этих ошибок является то, что в принципе целенаправленное изменение параметров лидара позволяет свести их на нет. В п. 5.3 анализируются погрешности, вызванные объективным влиянием самой среды исследования — атмосферой. Целенаправленное изменение параметров лидара, как будет показано ниже, может только частично скорректировать влияние атмосферы, но не избежать его.

Так как метод дифференциального поглощения начал развиваться на практике с лазерного зондирования влажности атмосферы, естественно, что анализ возможных ошибок при интерпретации данных лазерного газоанализа атмосферы в основном иллюстрируется на примере водяного пара.

5.2. Влияние аппаратуры искажений лидарного сигнала в методе дифференциального поглощения

5.2.1. Влияние конечной ширины линии лазерного излучения

В реальных схемах зондирования лазерные передатчики имеют конечную ширину спектра излучения $\Delta v_e \neq 0$. В этом случае согласно формуле (1.58) профили коэффициентов поглощения $\sigma(v_0, z)$ и $\sigma(v_1, z)$ в (5.13) должны быть представлены в виде



Рис. 5.3. Высотные вариации спектральных контуров линии поглощения H₂O с центром 694,38 нм для случая $\Delta v_e = 0$ (a) и $\Delta v_e = 0.05$ см⁻⁵ (б).

эффективных величин, усредненных по спектру излучения:

$$\sigma_{\mathfrak{s}}(v_{i}, z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} J(v_{i} - v) T_{\mathfrak{p}, o}(v, z) \sigma_{\mathfrak{M}}(v, z) dv}{\int_{-\infty}^{\infty} J(v_{i} - v) T_{\mathfrak{p}, o}(v, z) dv}, \quad i = 0, 1, \quad (5.22)$$

где $\sigma_{\rm M}(v_i, z)$ — профили неискаженных коэффициентов поглощения для монохроматического случая $\Delta v_e = 0$; $J(v_i - v)$ — аппаратурная функция источника, представляющая собой спектральное распределение мощности зондирующего лазерного излучения.

На рис. 5.3 изображены контуры линии поглощения H_2O с центром 694,38 нм на высотах z = 0,5, 10 и 15 км, рассчитанные

в монохроматическом случае (рис. 5.3 *a*) и искаженные аппаратурной функцией источника, представленной гауссовым распределением, при ширине линии излучения $\Delta v_e = 0,05 \text{ см}^{-1}$ (рис. 5.3 *б*). Монохроматические коэффициенты поглощения рассчитывались с учетом фойгтовского контура линии поглощения по алгоритму, предложенному [21], для летней среднеширотной модели атмосферы из [32]. Из рис. 5.3 видно, что контур линии поглощения H_2O существенно искажается аппаратурной функцией лазерного источника на высотах $z \ge 5$ км, а значение монохроматического коэффициента поглощения в максимуме с высотой растет значительно быстрее, чем у эффективного поглощения. Таким образом, априорный расчет профилей коэффициентов поглощения в (5.13) без учета конечной ширины лазерной линии излучения приводит к занижению концентрации водяного пара, определяемой из лидарных данных.

Для упрощения расчета профиля эффективного коэффициента поглощения в [30] была предложена схема определения $\sigma_3(v_0, z)$ по значениям монохроматического коэффициента поглощения на смещенной относительно центра v_0 эффективной частоте v_3 , т. е. $\sigma_3(v_0, z) \approx \sigma_M(v_3, z)$. Размер смещения зависит от ширины и формы линии лазерного излучения. Так, например, для гауссовой формы линии лазерного излучения эффективная частота находится по формуле [30]

$$\mathbf{v}_{\mathfrak{p}} = \mathbf{v}_0 \pm \Delta \mathbf{v}_e / (2 \sqrt{2 \ln 2}). \tag{5.23}$$

Ошибки такой схемы расчета $\sigma_3(v_0, z)$, естественно, растут с увеличением Δv_{e} . Для $\Delta v_e/\gamma_V \approx 0.2$, где γ_V — полуширина фойгтовского контура линии поглощения H_2O , эти ошибки составляют менее 0,1 %, в то время как для $\Delta v_e/\gamma_V \approx 0.5$ они превышают 0,5 %. В [4] показано, что в условиях значительных поглощающих оптических толщ в линиях поглощения H_2O с интенсивностями более 0,5 см^{-5/2} влияние $T_{\rm p. o}(v_0, z)$ в (5.22) существенно снижает скорость роста $\sigma_9(v_0, z)$ с высотой по сравнению с $\sigma(v_3, z)$.

Зависимость профиля эффективного коэффициента поглощения, рассчитываемого априори, от искомого профиля концентрации зондируемого газа согласно (5.22) является источником ошибок восстановления газовых концентраций из лидарных данных. Впервые такого рода ошибки априорного расчета $\sigma_3(v_0, z)$ расследовались нами в [39] в задачах лазерного зондирования H₂O, в случае когда форма лазерной линии излучения описывалась лоренцовским контуром. Это позволяло упростить схему расчета $\sigma_3(v_0, z)$, используя табличные бесселевские функции. Расчеты производились для линии поглощения H₂O с центром 694,38 нм ($S_0 =$ = 0,146 г⁻¹·см⁻¹; $\gamma_{\pi 0} = 0,093$ см⁻¹; E'' = 224,84 см⁻¹) для летней модели атмосферы средних широт [10], в которой приведены средние статистические характеристики вариаций влажности и температуры по июльским измерениям на метеостанциях г. Новосибирска. Результаты этих расчетов представлены на рис. 5.4. Здесь кривые 1, 2 и 3 иллюстрируют поведение высотных профилей ошибок $[\delta\sigma_9(v_0, z)]_{\vec{a}, \vec{T}}/\sigma_9(v_0, z)]_{\vec{a}, \vec{T}}$ с учетом взаимной корреляции вариаций влажности a(z) и температуры T(z) при разных ширинах линии излучения рубинового лазера Δv_e , соответственно 0, 0,02 и 0,04 см⁻¹. В монохроматическом случае ($\Delta v_e = 0$) небольшой уровень ошибок определения $\sigma(v_0, z)$ обусловливается только температурными вариациями и, как видно, почти не меняется с высотой. С увеличением Δv_e вклад температурных вариа-



Рис. 5.4. Оценки возможных ошибок априорного расчета высотного профиля эффективного коэффициента поглощения H_2O в центре линии 694,38 нм, обусловленных естественными вариациями температуры и влажности атмосферы, при значениях $\Delta v_e = 0$, 0,02 и 0,04 см⁻¹ (соответственно кривые 1, 2 и 3).

ций в ошибку определения $\sigma_9(v_0, z)$ снижается, поскольку рассматриваемая линия поглощения H_2O становится практически нечувствительна к ним.¹ Таким образом, интенсификация роста ошибок определения $\sigma_9(v_0, z)$ по трассе зондирования с увеличением Δv_e обусловливается, главным образом, влиянием вариаций концентрации водяного пара атмосферы.

В [4] подобный анализ проводился нами для случая гауссовой формы линии излучения, которая более характерна для спектра излучения твердотельных, в том числе рубиновых лазеров [1]. Было показано, что влияние вариаций влажности атмосферы на ошибку определения $\sigma_3(v_0, z)$ в этом случае меньше, чем для случая лоренцовской формы линии лазерного излучения при равных Δv_e . Так, например, при $\Delta v_e = 0.04$ см⁻¹ ошибки определения $\sigma_3(v_0, z)$ на высоте 9 км для лоренцовской формы линии излучения превышают 5%, а для гауссовой составляют только около 2%. Однако для более интенсивных линий поглощения H₂O, чем линия с центром 694,38 нм, влияние вариаций концентрации водяного пара атмосферы становится значительным даже и для гауссовой формы линии лазерного излучения. Наши оценки, проведенные в [4], показали, что для интенсивных линий поглощения

¹ Более подробно вопрос о влиянии температурных вариаций на точность априорного расчета σ₂(v₀, z) рассматривается в п. 5.3.4.
H₂O с S₀ ≥ 0,5 г⁻¹ · см⁻¹ естественные вариации влажности атмосферы вызывают погрешности определения $\sigma_{2}(v_{0}, z)$, превышающие на высоте 9 км 6 % в зимнее время и 8 % летом при $\Delta v_{e} = 0,05$ см⁻¹.

5.2.2. Нестабильность длины волны лазерного излучения

Нестабильность спектральной частоты излучения лазера может привести к существенным погрешностям в определении $\sigma_{\theta}(v_0, z)$ особенно с увеличением высоты над поверхностью Земли, где контур линии поглощения сужается. В табл. 5.1 приведены результаты модельных расчетов максимальных отклонений Δσ_э (ν_e, $z)/\sigma_{2}(v_{0}, z)$ для линии поглощения 694,38 нм, обусловленных флуктуациями лазерной частоты относительно центра vo. Условие моделирования — лето средних широт. Ошибки определялись для ширины линии излучения $\Delta v_e = 0.01$ и 0.05 см⁻¹ на атмосферных высотах z = 0, 5, 10 и 15 км. Интервал отклонений лазерной частоты излучения v_e от центральной частоты v_0 , на которую производится настройка лазерной линии, варьировался от 0,001 до 0,03 см-1. Из таблицы видно, что ошибка определения профиля коэффициента $\Delta \sigma_{a}(v_{e}z)/\sigma_{a}(v_{0}, z)$ растет с увеличением высоты z и интервала максимальных отклонений $|v_e - v_0|$. С увеличением Δv_e возрастание ошибки немного замедляется. При $|v_e - v_0| \leq$ ≤ 0,003 см⁻¹ ошибки не выходят за пределы 1 % практически во всем интервале высот (0... 15) км. Если же вариации $|v_e - v_0|$ сравнимы с шириной Δv_e , то ошибки составляют десятки процентов для высот $z \ge 10$ км.

Таблица 5.1

Максимальные ошибки определения профиля коэффициента $\Delta \sigma_3(v_e, z)/\sigma_3(v_0, z)$ в процентах, вызванные вариациями частоты лазерного излучения v_e около ценгральной частоты v_0 линии поглощения H_2O 694,38 нм. Модель атмосферы лето

$v_{\rho} - v_{0}$	t (км) при $\Delta v_e = 0.0$ см ⁻¹				z (км) при $\Delta v_e = 0.05$ см ⁻¹			
см-1	0	5	10	15	0	5	10	15
0,001 0,001 0,005 0,01 0,03	0,02 0,1 0,26 0,97 8,84	$\begin{array}{c} 0,04\\ 0,24\\ 0,62\\ 2,38\\ 22,0 \end{array}$	0,11 0,56 1,42 5,37 53,3	0,21 1,01 2,64 10,47 124,4	0,01 0,08 0,2 0,83 4,03	0,03 0,16 0,45 1,73 8,51	0,06 0,47 1,32 4,82 47,3	0,08 0,76 2,04 8,25 79,0

5.2.3. Спектральное «загрязнение» лазерного зондирующего импульса

Сужение лазерной линии излучения в плавно перестраиваемых лазерах, особенно в лазерах на красителях, на практике вынуждает использовать многокаскадные схемы генератор—усилитель для достижения необходимых мощностей зондирующего излучения. В этом случае широкополосное излучение спонтанной эмиссии, усиливаясь, приобретает черты, сходные с лазерным излучением. На рис. 5.5 из [31] изображено спектральное распределение излучаемой энергии такого рода лазерного источника (включая «паразитное» излучение усиленной спонтанной эмиссии (УСЭ)), используемого для зондирования водяного пара атмосферы. Из рисунка, вообще говоря, следует, что, применяя узкополосные



Рис. 5.5. Спектр излучения усиленной спонтанной эмиссии (УСЭ) лазера на красителе, генерирующего на длине волны 723,47 нм, совпадающей с центром линии поглощения H₂O, узкую линию излучения с шириной 2 пм.

фильтры в приемной системе лидара, можно практически полностью исключить влияние УСЭ.

Если же лидарный сигнал и отраженный атмосферой сигнал от УСЭ спектрально разделить невозможно, то возникает ошибка при интерпретации лидарных данных, которую можно оценить, используя представление лидарного сигнала в центре линии поглощения зондируемого газа в виде [28]:

$$P(\mathbf{v}_0, z) = P(\mathbf{v}_1, z) \left[(1 - \varepsilon) + \varepsilon e^{-2 \Delta \tau (\Delta \mathbf{v}, z)} \right], \qquad (5.24)$$

где є— степень «спектральной чистоты» сигнала. Этот параметр определяется как отношение энергии импульса лазерной генерации к полной энергии излучения лазера в направлении зондирования. Оценки, сделанные в [28], показывают, что приемлемый уровень погрешностей достигается при є $\approx 0,99$. С уменьшением є ошибки восстановления концентрации H₂O из лидарных данных растут и, например, при є $\approx 0,95$ превышают 20 % на первых километрах трассы зондирования.

5.2.4. Влияние нелинейных искажений сигнала в фоторегистраторе лидара дифференциального поглощения

Лидарные измерения по методу дифференциального поглощения обычно осуществляются как в режиме аналогового сигнала, так и в режиме счета фотоэлектронных импульсов. В первом случае токовый сигнал с фотодетектора приемной системы лидара оцифровывается через определенные промежутки времени, обусловленные быстродействием аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Во втором случае лидарный эхо-сигнал, обнаруживаемый фотоумножителями, имеет форму серии импульсов фототока, которые можно регистрировать непосредственно в цифровом виде, используя специальные счетчики импульсов.

Характерной особенностью лидарных сигналов является их быстрое изменение в широком динамическом диапазоне. Во многих практических случаях этот диапазон перекрывает от четырех до шести порядков и, как правило, выходит за пределы линейности применяемых фотодетекторов и регистраторов лидарных эхосигналов. Для сокращения динамического диапазона лидарных сигналов в настоящее время применяется широкий набор методов как пассивного, так и активного характера. Согласно классификации, предложенной в [11], методы можно подразделить по месту их реализации на 1) оптико-механические в оптическом канале приемной антенны, 2) фотоэлектрические в фотодетекторе и 3) электронные в тракте формирования и регистрации электрических сигналов после фотодетектора.

В конкретных лидарных системах обычно используются одновременно несколько методов сокращения динамического диапазона, позволяющие уменьшить диапазон изменения сигнала без потери полезной информации на два-три порядка, что обеспечивает согласованный режим регистрации лидарных сигналов для всех устройств, входящих в полный тракт преобразования оптического сигнала, собранного антенной, в оцифрованный массив, заносящийся в память ЭВМ.

В согласованном режиме регистрации полагается, что работа фотодетектора и регистраторов лидарных сигналов осуществляется в линейном диапазоне. Действительно, искажения регистрируемого сигнала на единицы процентов, вызванные естественной нелинейностью фотодетекторов, настолько незначительны, что во многих практических задачах обычно не учитываются. Однако при восстановлении профилей газовых концентраций лидарным методом дифференциального поглощения эти незначительные искажения могут привести к существенным погрешностям в определении восстанавливаемого параметра. Это обусловлено тем, что эхо-сигналы $P(v_0, z), P(v_0, z + \Delta z), P(v_1, z)$ и $P(v_1, z + \Delta z)$ в формуле (5.13), расположены в разных динамических диапазонах и соответственно искажены по-разному. Ситуация усугубляется наличием логарифмической зависимости от отношения искаженных сигналов, близкого к единице.

Нелинейные искажения лидарных сигналов при регистрации могут при их интерпретации привести к появлению даже физически бессмысленных отрицательных значений концентраций зондируемого газа.

В ряде наших работ [4, 9, 38] и [16] приведены способы коррекции искажений, в частности, при регистрации сигналов в режиме счета импульсов фототока. Например, в [38] предложен алгоритм коррекции искажений регистрируемого сигнала, вызванных потерей части импульсов фототока за счет их слипания. В [16] описывается способ учета паразитных импульсов последействия ФЭУ с помощью измеренной заранее импульсно-переходной характеристики этого ФЭУ.

5.3. Влияние атмосферы на информативность лидарного зондирования газовых составляющих методом дифференциального поглощения

5.3.1. Учет вариаций рассеивающих свойств атмосферы при восстановлении газовых концентраций из данных лазерного зондирования методом дифференциального поглощения

Вариации рассеивающих свойств атмосферы носят спектральный, временный и пространственный характер. Счетлэнд показал [35], что для типичной линии поглощения газа с расстоянием между ее центром и крыльями $\Delta v \leq 0,3$ см⁻¹ спектральная зависимость коэффициента обратного рассеяния $\beta_{\pi}(v)$ и ослабления $\alpha_{\rm H. o}(v)$ слабее, чем λ^{-4} . В принципе во всем широком диапазоне частот от УФ до среднего ИК, пригодном для лазерного газоанализа атмосферы, спектральные вариации характеристик рассеяния в достаточно узком интервале (менее 10 см⁻¹) гарантированно не превышают 1 % (например, согласно модели [8]).

Более существенной оказывается временная изменчивость β_{π} и $\alpha_{\text{H. 0}}$ вследствие естественных флуктуаций содержания аэрозолей. Счетлэнд определил, что для получения неискаженной информации из данных лазерного зондирования временной интервал между двумя посылками импульсов лазерного излучения со спектральными частотами v_0 и v_1 должен быть менее 10^{-3} с. В течение этого времени гарантированно сохраняется условие «замороженности» атмосферы, так как максимальные скорости турбулентного переноса атмосферных составляющих вблизи земной поверхности ограничены 1 кГц. Если же интервал времени между посылками двух зондирующих разноволновых импульсов лазерного излучения в моменты t_0 и t_1 превышает 10^{-3} с, из системы уравнений (5.10) вытекает соотношение

$$N(\bar{z}) = \frac{1}{2 \Delta \sigma (\Delta v, \bar{z}) \Delta z} \left\{ \ln \left[\frac{P(v_0, z, t_0) P(v_1, z + \Delta z, t_1)}{P(v_0, z + \Delta z, t_0) P(v_1, z, t_1)} \right] - \right.$$

$$-\ln\left[\frac{\beta_{\pi}(\nu_{0}, z, t_{0})\beta_{\pi}(\nu_{1}, z + \Delta z, t_{1})}{\beta_{\pi}(\nu_{0}, z + \Delta z, t_{0})\beta_{\pi}(\nu_{1}, z, t_{1})}\right] - [\alpha_{\text{H. o}}(\nu_{0}, \bar{z}, t_{0}) - \alpha_{\text{H. o}}(\nu_{1}, \bar{z}, t_{1})] 2 \Delta z \right].$$
(5.25)

Решение уравнения (5.25) без привлечения дополнительной информации затруднительно. Однако при усреднении лидарных сигналов по большому числу реализаций должно происходить сглаживание пространственно-временных вариаций характеристик рассеяния атмосферы. При этом второй и третий члены в фигурных скобках для средних значений $\overline{\beta}_{\pi}(v, z)$ и $\overline{\alpha}_{\text{н. o}}(v, \overline{z})$ стремятся к нулю, а сама формула принимает знакомый вид

$$\overline{N(\overline{z})} = \frac{1}{2\,\Delta\sigma\,(\Delta\nu,\ \overline{z})\,\Delta z} \ln\left[\frac{\overline{P}(\nu_0,\ z)\,\overline{P}(\nu_1,\ z+\Delta z)}{\overline{P}(\nu_0,\ z+\Delta z(\,\overline{P}(\nu_1,\ z)\,)}\right].$$
(5.26)

Естественно, что усреднение лидарных сигналов по большому числу актов зондирования ухудшает временное разрешение. На практике время накопления лидарных сигналов ограничивается интервалом, в течение которого не должно происходить существенных смещений средних значений β_{π} и $\alpha_{\rm H. o}$. Размеры этого интервала изменяются от единиц до 50 мин в зависимости от метеорологической ситуации.

Пространственные вариации рассеивающих свойств атмосферы обусловлены разным характером распределения аэрозольных частиц по трассе зондирования, особенно для вертикальной трассы. Размеры аэрозольных неоднородностей зависят от многих факторов. Они меняются в разных метеорологических ситуациях. В [2] показано, что на участке трассы зондирования $\Delta z > 100$ м, как правило, встречается несколько аэрозольных неоднородностей. Следовательно, при интегрировании лидарного сигнала в интервале $\Delta z > 100$ м должно происходить естественное сглаживание возможных осцилляций лидарного сигнала.

Случайные осцилляции лидарных сигналов, вызванные пространственно-временными вариациями рассеивающих свойств атмосферы и шумами в фоторегистрирующем тракте лидара, определяют некорректный характер обращения лидарных данных по формуле (5.12). Для получения устойчивых решений в этом случае необходимо осуществлять сглаживание осцилляций лидарных сигналов. Как отмечалось выше, сглаживание этих осцилляций может проводиться за счет тривиального ухудшения пространственно-временного разрешения путем пространственного и временного интегрирования лидарных сигналов. Если же в лидарных исследованиях требуется повышение пространственно-временного разрешения, в особенности при малых дифференциальных оптических толщах, то для правильной интерпретации лидарных данных нужно осуществлять предварительное сглаживание зарегистрированных лидарных сигналов с помощью специальных математических приемов из развитого аппарата решения некорректных обратных задач [12]. Физической основой такого сглаживания служит представление о распределении атмосферных газов в виде гладких функций в отличие от аэрозольного распределения, носящего разрывный характер.

Эффективность цифрового сглаживания сигналов на основе метода регуляризации Тихонова может быть проиллюстрирована нашими модельными оценками, приведенными в [6]. На рис. 5.6 кривая 1 изображает рассчитанный согласно лидарному уравне-



Рис. 5.6. Горизонтальный профиль лидарного сигнала (1), зашумленный белым шумом (2) и сглаженный на основе метода регуляризации Тихонова (3).

нию сигнал (точное решение). Далее он смешивался с белым шумом с помощью датчика случайных чисел со среднеквадратическим отклонением $\delta = 0,4$. Зашумленный таким образом сигнал изображен кривой 2. Получение регуляризованного решения проводилось на основе алгоритмов, описанных в монографии А. Н. Тихонова и В. Я. Арсенина [12] при фиксированном параметре регуляризации α , значение которого выбралось по критерию невязки. Из рис. 5.6 видно, что найденное регуляризованное решение (кривая 3) вполне соответствует исходному гладкому сигналу (кривая 1).

В [39] нами оценивалась эффективность сглаживания лидарных сигналов методом сплайн-аппроксимации с помощью сглаживающего кубического сплайна. На основании численного эксперимента было показано, что применение сглаживающих кубических сплайнов позволяет хорошо согласовать восстановленные данные

с точным решением при обращении лидарных сигналов с уровнем шумов (по среднеквадратическому отклонению) 10 %, характерных для большинства реальных лидарных измерений.

Использование специальных устойчивых методов обращения данных зондирования дает возможность не только физически правильно интерпретировать лидарные изменения, но и реально повысить дальность зондирования, поскольку они устойчивы даже в случае большого уровня экспериментальных ошибок, которые обычно присущи лидарным сигналам из удаленных по трассе зонлирования атмосферных объемов.

Подробное описание методов решения некорректных обратных задач лазерного зондирования атмосферы дано в монографии В. Е. Зуева и И. Э. Нааца [5].

5.3.2. Влияние доплеровского уширения обратнорассеянного сигнала

Из-за хаотично движущихся молекул воздуха по трассе зондирования спектральный контур рэлеевской компоненты лидарного сигнала уширяется согласно эффекту Доплера. Полагая распределение молекул по скоростям максвелловским, это уширение можно описать известной формулой

$$\Delta\lambda(z) = \frac{2\lambda_e}{c} \sqrt{\frac{2(\ln 2) kT(z)}{m}}, \qquad (5.27)$$



где λ_e — длина волны лазерного излучения; *с* — скорость света; *k* — постоянная Больцмана; *m* — средняя молекулярная масса воздуха. При $\lambda = 728$ нм, T = 300 К и m = 28,9 а е. уширение составляет около 1,7 пм. Полученное значение превышает характерные ширины линий поглощения H₂O в этом диапазоне спектра уже в нижней стратосфере для высот z > 12 км (см. рис. 5.7 из [29]). Доплеровское уширение лидарного сигнала приводит к неконтролируемому изменению спектрального пропускания атмосферы по

Рис. 5.7. Высотные

сеяния в области 728 нм.

трассе зондирования только для части рассеянного назад зондирующего излучения. Эта неопределенность является источником погрешностей восстановления газовых концентраций из данных лидарного зондирования атмосферы методом дифференциального поглощения.

На рис. 5.8 из [26] приведены результаты численных оценок уровня погрешностей восстановления концентрации H₂O, обусловленных влиянием доплеровского уширения лидарных сигналов. Рассматривалась линия поглощения H₂O в районе 728 нм с сечением поглощения $\sigma = 70,1\cdot 10^{-24}$ см². Видно, что в монохроматическом случае ($\Delta\lambda_e = 0,3$ пм) ошибки на высоте 15 км превы-



Рис. 5.8. Оценки уровня погрешностей восстановления концентрации H_2O , обусловленных влиянием доплеровского уширения лидарных сигналов, для различных ширин линий лазерного излучения. $\lambda = 728$ нм, $\sigma = 70.1 \cdot 10^{-24}$ см².

шают 15 %. Для широких линий лазерного излучения ошибки уменьшаются. Так при $\Delta \lambda_e = 3$ пм они составляют на высоте 15 км чуть более 5 %.

Доплеровское уширение лидарных сигналов и его влияние на результаты зондирования водяного пара атмосферы методом дифференциального поглощения подробно описаны в работе [14], результаты которой нашли продолжение и в других работах, в том числе в [15]. Согласно этой работе, основная формула (5.13) для восстановления профиля концентрации водяного пара из данных лидарного зондирования должна быть представлена с учетом доплеровского уширения лидарных сигналов в виде

$$N(z) = \frac{1}{2 \left[\sigma_0(z) - \sigma_1(z)\right] \Delta z} \left\{ \ln \left[\frac{P_0(z) P_1(z + \Delta z_1) z}{P_1(z) P_0(z + \Delta z)} \right] + D_0(z) - D_1(z) \right\},$$
(5.28)

где

$$\sigma_{i}(z) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_{i}(v, z) \left\{ \left[1 + \frac{\beta_{M}(z + \Delta z)}{\beta_{\pi}(z + \Delta z)} \right] h_{i}(v) + \frac{\beta_{R}(z + \Delta z)}{\beta_{\pi}(z + \Delta z)} g_{i}(v, z + \Delta z) \right\} dv, \quad i = 0, 1,$$
(5.29)

152

а добавочные члены D_i(z) для коррекции доплеровского уширения⁻

$$D_{i}(z) = \ln \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\beta_{M}(z + \Delta z)}{\beta_{\pi}(z + \Delta z)} h_{i}(v) + \frac{\beta_{R}(z + \Delta z)}{\beta_{\pi}(z + \Delta z)} g_{i}(v, z + \Delta z) \right] \times \right. \\ \left. \times \exp \left[- \int_{z_{0}}^{z} N(z) \sigma_{i}(z, v) dz \right] dv \right\} - \\ \left. - \ln \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\beta_{M}(z)}{\beta_{\pi}(z)} h_{i}(z) + \frac{\beta_{R}(z)}{\beta_{\pi}(z)} g_{i}(v, z) \right] \times \right. \\ \left. \times \exp \left[- \int_{z_{0}}^{z} N(z) \sigma_{i}(z, v) dz \right] dv \right\}, \quad i = 0, 1.$$
(5.30)

Здесь $\beta_{\pi}(z) = \beta_{M}(z) + \beta_{R}(z) - общий коэффициент обратного рас$ сеяния, состоящий из коэффициентов аэрозольного (Ми) и молекулярного (рэлеевского) обратного рассеяния; $h_i(v)$ — спектральная форма контура линии лазерного излучения; g_i(v, z) -- спектральная форма контура уширенной линии рассеянного назад лазерного излучения от молекул воздуха из объема z по трассе зондирования. Из формул (5.28)... (5.30) видно, что в этой схеме восстановления концентрации H₂O в отличие от схемы (5.13) возникает дополнительная зависимость от термодинамических параметров атмосферы, особенно от распределения температуры воздуха по трассе зондирования. Кроме того, появляется зависимость от соотношения аэрозольного и молекулярного рассеяния по трассе. Причем схема (5.28)... (5.30) очень чувствительна к наличию сильных градиентов в распределении аэрозоли по трассе зондирования.

На рис. 5.9 из [15] приведены результаты численных оценок погрешностей восстановления концентрации H₂O из лидарных данных с учетом их доплеровского уширения при отражении от молекул воздуха в условиях наличия по трассе зондирования выинверсионных аэрозольных слоев. Рассматривалась раженных линия поглощения H₂O с центром 721,12 нм, интенсивностью 2,95.10-24 см/мол, лоренцовская линия лазерного излучения полагалась гауссовой с полушириной 0,0125 см⁻¹. Ошибки в модельных значениях температуры задавались на уровне —3 К, давления — 10 гПа. Рассматривалось два случая загрязненной атмосферы. Случай превышения концентрации аэрозоля в 2 раза по сравнению с чистой атмосферой отмечены на рис. 5.9 незакрашенными кружками, в 5 раз — черными кружками. Из рисунка видно, что нескорректированные профили Н2О имеют высокий уровень ошибок в районе инверсионных аэрозольных слоев. Ошибки скоррек-тированных профилей наоборот незначительны, хотя в случае замутненной атмосферы они могут достигать 5 % и более в районе инверсионных слоев, лежащих выше 4 км.



Рис. 5.9. Оценки погрешностей восстановления концентрации H₂O из лидарных сигналов с учетом их доплеровского уширения при отражении от молекул воздуха в условиях наличия на вертикальной трассе зондирования выраженных инверсионных аэрозольных слоев.

Прерывистые линии — восстановление профиля H₂O без коррекции, сплошные — с коррекцией.

В целом, приведенные на рис. 5.9 результаты численного моделирования подтверждают эффективность предложенных авторами [15] схемы восстановления профилей H₂O из данных лидарногозондирования (5.28)... (5.30), учитывающей доплеровское уширение лидарных сигналов при отражении от молекул атмосферного воздуха.

5.3.3. Учет сдвига центра линии поглощения зондируемого газа давлением воздуха

Ошибки определения $\sigma(v_0, z)$ могут возникать из-за неучета сдвига центра v_0 линии поглощения зондируемого газа давлением атмосферного воздуха. Влияние этого явления наиболее существенно для вертикальных трасс зондирования, характеризующихся экспоненциальным спадом давления с высотой. Рассмотрим эффект на примере высотного зондирования водяного пара.

Применительно к линиям поглощения H₂O сдвиг центра линии давлением воздуха рассматривался в теоретических работах [20, 24]. Экспериментальные измерения величины сдвига между центрами лоренцовского и доплеровского контуров проводились для нескольких линий поглощения H₂O в спектральных областях 5 мкм [23, 22], 0,94 мкм [25], 0,72 мкм [17], 1,06 и 0,69 мкм [40]. Максимальное значение сдвига (0,040 см⁻¹ · атм⁻¹) было зарегистрировано в области 0,72 мкм [17] (рис. 5.10).



Рис. 5.10. Измеренный сдвиг между центрами лоренцовского (квадратики) и доплеровского (кружки) контуров линии поглощения H₂O 13947,233 см⁻¹.

Коэффициенты поглощения A_p в измеренных контурах нормированы на максимальные значения A_{pmax} в их центрах.

Измеренное нами значение сдвига для линии поглощения 694,38 нм составляет 0,017 см⁻¹ атм⁻¹ [40]. Измерения проводились с помощью двух спектрофонов, через которые одновременно пропускалось узкополосное излучение рубинового лазера $\Delta v_e =$ = 0,02 см⁻¹, при давлении исследуемой смеси влажного воздуха в спектрофонах $P_0 = 1013$ и 6,67 гПа. В этой работе мы проанализировали также влияния сдвига центра поглощения H₂O давлением воздуха на точность восстановления вертикальных профилей влажности атмосферы из данных лидарного зондирования методом дифференциального поглощения. Анализ проводился с учетом



Рис. 5.11. Высотные профили систематических ошибок расчета коэффициента поглощения, возникающие изза неучета сдвига центра линии поглощения H₂O 694,38 нм давлением воздуха при настройке линии лазерного излучения в центр ее лоренцовского (1) или доплеровского (2) контура.

того, что во многих практических задачах настройка частоты лазерного излучения в центр линии поглощения H_2O осуществлялась с помощью спектральных поглощающих ячеек (спектрофон либо многоходовая кювета). В этом случае высотный сдвиг центра линии поглощения относительно фиксированной частоты зондирующего излучения можно представить как спектральную перестройку излучения возле фиксированной частоты центра линии поглощения по формуле

$$|v_e - v| = \Gamma \left(P_0 - P_z \right), \tag{5.31}$$

где Г— коэффициент сдвига давлением воздуха, выраженный в см⁻¹·гПа⁻¹; *P*₀ и *P_z* — давление в гектопаскалях соответственно в поглощающей ячейке и на высоте *z*.

На рис. 5.11 приведены рассчитанные профили возникающих из-за неучета сдвига центра линии поглощения 694,38 нм систематических ошибок априорного расчета вертикального профиля коэффициента поглощения для летней среднеширотной модели атмосферы при двух значениях давления поглощающей ячейки P_0 . Из

рисунка видно, что при настройке лазерного излучения в центр лоренцовского контура линии поглощения при P₀ = 1013 гПа (кривые 1) систематические ошибки растут с высотой и достигают 26 % на высоте 15 км в случае $\Delta v_e = 0$. При давлении поглощаю-щей ячейки $P_0 = 6,67$ гПа (кривые 2), когда линия поглощения практически описывается доплеровским контуром, наибольшая ошибка наблюдается на уровне Земли (z = 0), где величина сдвига максимальна. Однако влияние сдвига в этом случае оказывается не столь значительным из-за максимального уширения контура линии поглощения у земной поверхности при атмосферном давлении, и ошибка определения $\sigma(v_0, z)$ составляет менее 3 %. С увеличением высоты ошибка падает за счет постепенного сближения центральной частоты vo линии поглощения с лазерной частотой у и выше 10 км становится менее 1 %. При увеличении ширины линии зондирующего излучения влияние сдвига центра линии поглощения уменьшается. Однако и в этом случае ошибки определения $\sigma(v_0, z)$ при $\Delta v_e = 0.05$ см⁻¹ составляют 20 % для z = 15 км и $P_0 = 1013$ гПа и 2,1 % для z = 0 и $P_0 = 6,67$ гПа. Еще более существенное влияние на точность определения $\sigma(v_0, z)$ может оказать сдвиг центра линии поглощения давлением воздуха в ИК-области спектра, где ширина доплеровского контура уже, чем в видимой области спектра, а величина сдвига того же порядка или даже заметнее. Кроме того, если учитывать совместное влияние сдвига центра линии поглощения давлением воздуха и доплеровского уширения спектра лидарного сигнала, то ошибки еще более возрастают. Так, например, оценки, приведенные в [26] для линии поглощения водяного пара с центром 728 нм, показывают погрешности 45 % для высоты 15 км.

5.3.4. Влияние температурных вариаций

Влияние вариаций температуры на точность расчета $\sigma(v_0, z)$ можно значительно уменьшить, если должным образом выбрать линию поглощения H_2O по значению вращательной энергии нижнего состояния перехода E''. Оптимальные значения E'' для резонансных переходов с коэффициентами поглощения, практически не чувствительными к вариациям температуры, находятся из условия

$$\partial \sigma (\mathbf{v}_0, z) / \partial T = 0.$$
 (5.32)

В приземных слоях при атмосферном давлении, когда линия поглощения атмосферного газа описывается в основном лоренцовским контуром (см. формулы (1.11) и (1.12)), условие (5.32) выполняется для центральной части $v = v_0$ неискаженного контура $(\Delta v_e = 0)$ при $E'' \approx (r - q)kT$, где r = 1 для линейных молекул и r = 1,5 для нелинейных. Например, в [18, 19] значение $E_{onr}^{"}$ для линий поглощения H₂O, определенное при q = 0,5 и T = 296 К, составляет около 206 см⁻¹. На высотах более 30 км, где влияние лоренцовского уширения из-за малого давления воздуха пренебре-

жимо мало и линия поглощения описывается в основном доплеровским контуром, условие (5.35) в случае $\Delta v_e = 0$ и $v = v_0$ выполняется при E''. На промежуточных высотах, где линия поглощения H_2O описывается фойгтовским контуром, оптимальные значения E''расположены в интервале (1,5-q)kT < E'' < 2kT.

Как явствует из приведенных выше рассуждений, оптимальные значения $E_{ont}^{''}$ зависят и от формы спектрального контура, которым описывается линия поглощения на каждой конкретной высоте, и от температуры, значения которой меняются в зависимости от высоты, широты и времени года. Кроме того, при учете искажающего воздействия аппаратурной функции лазерного источника появляется зависимость $E_{ont}^{''}$ от ширины и формы лазерной линии излучения. Эту зависимость можно представить в простом виде, если воспользоваться схемой расчета $\sigma_3(v_0, z)$ на эффективной частоте v_9 . В этом случае условие (5.35) выполняется для лоренцовского контура при

$$E_{\text{ont}} = \left[(r-q) + \frac{2q (v_{9} - v_{0})^{2}}{v_{L}^{2} + (v_{9} - v_{0})^{2}} \right] kT, \qquad (5.33)$$

а для доплеровского контура при

$$E_{\text{offr}} = \left[2 - \frac{(v_2 - v_0)^2 \ln 2}{\gamma_D^2}\right] kT.$$
 (5.34)

Если спектральное распределение мощности гауссово, то с учетом выражения (5.23) соотношения (5.33) и (5.34) можно переписать в виде

$$E_{\text{onr}}^{''} = \left[(r-q) + \frac{2q \,\Delta v_e^2}{\Delta v_e^2 + 8 \ln 2\gamma_L^2} \right] kT$$
(5.35)

И

$$E_{\text{ont}}^{''} = \left(2 - \frac{\Delta v_e^2}{8\gamma_D^2}\right) kT.$$
 (5.36)

Из последних выражений видно, что с ростом ширины линии лазерного излучения Δv_e оптимальные значения $E_{\text{опт}}^{''}$ смещаются для лоренцовского контура вверх, а для доплеровского контура, наоборот, вниз. При этом градиент смещения $|dE_{\text{опт}}^{''}/d(\Delta v_e)|$ существенно выше для доплеровского контура, чем для лоренцовского.

Что касается высотного распределения $E_{ont}^{''}$, то нетрудно заметить, что его высотный ход определяется двумя противоположными процессами: с одной стороны, за счет трансформации формы контура спектральной линии поглощения H₂O с высотой коэффициент перед больцмановским значением энергии (kT) возрастает от $[r - q + \varphi(\Delta v_e)]$ до $[2 - \psi(\Delta v_e)]$, где $\varphi(\Delta v_e)$ и $\psi(\Delta v_e)$ учиты-

вают смещение $E_{\text{опт}}^{"}$ за счет конечной ширины линии излучения Δv_e , с другой стороны, среднестатистические значения температуры с высотой неуклонно понижаются, по крайней мере до высоты 15 км для всех широтных и сезонных термодинамических моделей атмосферы (см., например, [30]). Это позволяет всегда найти такую комбинацию значений E'' и Δv_e , которая практически обеспечивает выполнение условия (5.32) в целом протяженном слое атмосферы. Проведенные нами в [4] модельные оценки показали, что с ростом Δv_e оптимальные значения $E_{\text{опт}}^{"}$ локализуются около 200 см⁻¹ во всем высотном интервале (0... 15) км как для лета, так и для зимы, если интенсивность поглощения S_0 не превышает значений 0,1 см⁻¹/г·см⁻².

5.3.5. Влияние сигналов чисто вращательного комбинационного рассеяния на результаты зондирования содержания атмосферных газов методом дифференциального поглощения

В спектре принимаемого лидарного сигнала всегда присутствуют компоненты на смещенных частотах, обусловленные чисто вращательным и колебательным КР. Если сигналы колебательного КР удалены по спектру от частоты зондирующего излучения ve довольно значительно, то сигналы чисто вращательного КР от молекул основных газовых компонент азота (N₂) и кислорода (O₂) расположены вблизи v_e . В [27] показано, что пики в спектрах вращательного комбинационного ($\Delta J = \pm 2$) и молекулярного ($\Delta J = 0$) рассеяния из воздуха ($N_2 + O_2$) при T = 300 К в районе длины волны излучения $\lambda_e = 728$ нм, отстоят друг от друга примерно на 5 нм, при этом интегральная интенсивность сигналов вращательного КР составляет 3,45 % от интенсивности рэлеевского сигнала на несмещенной частоте v_e. Оптические фильтры с шириной полосы пропускания 1 нм позволяют полностью отсекать сигналы чисто вращательного КР. Если же в приемной антенне лидара используются более широкополосные фильтры, то следует учитывать влияние сигналов вращательного КР. Искаженные лидарные сигналы в этом случае в линии $P_0^{\text{кр}}(z)$ и вне линии $P_1^{\text{кр}}(z)$ поглощения зондируемого газа могут быть представлены в виде [27]

$$P_{0}^{\mathrm{KP}}(z) = P_{0}(z) \left\{ 1 + \frac{\beta_{R}(z)}{\beta_{\pi}(z)} \left[\int_{-\infty}^{\infty} F(\lambda_{F} - \lambda) R(\lambda) d\lambda \right] e^{-\tau (z)} \right\}, \quad (5.37)$$

$$P_{1}^{\mathrm{KP}}(z) = P_{\mathrm{H}}(z) \left\{ 1 + \frac{\beta_{R}(z)}{\beta_{\pi}(z)} \left[\int_{-\infty}^{\infty} F(\lambda_{F} - \lambda) R(\lambda) d\lambda \right] \right\}, \quad (5.38)$$

где $P_0(z)$ и $P_1(z)$ — неискаженные лидарные сигналы; β_R и β_π — коэффициенты молекулярного и полного обратного рассеяния;

 $F(\lambda_F - \lambda) - \phi$ орма спектральной полосы пропускания фильтра с центром λ_F (аппаратурная функция приемной антенны); $R(\lambda)$ - спектр сигналов вращательного KP; $\tau(z)$ - оптическая толща.

В [27] проводились оценки влияния сигналов чисто вращательного КР на точность зондирования водяного пара с помощью самолетного лидара ER-2 с использованием двух линий поглощения H₂O в районе 727 нм разной интенсивности при ширине фильтров 1 и 20 нм. Оценки показывают, что коррекция сигналов по схеме (5.37), (5.38) при спектральной ширине фильтра 20 нм дает незначительный выигрыш в точности лазерного зондирования паров H₂O. Более выгодно использовать узкополосный фильтр шириной 1 нм.

5.3.6. Влияние интерференции в поглощении излучения разными атмосферными газами

Полосы поглощения молекул атмосферных газов, расположенные в разных спектральных диапазонах, часто налагаются друг на друга. В этом случае возможна ситуация, когда на частотах v_0 и v_1 наблюдается дифференциальное поглощение не только молекулами зондируемого газа, но и молекулами других атмосферных газов. Такое мешающее воздействие принято называть эффектом интерференции в поглощении атмосферных газов [7]. В его присутствии в интервале $|v_0 - v_1|$ выражение (5.13) приобретает вид

$$\overline{N(z)} = \frac{1}{2 \Delta \sigma (\Delta v, \bar{z}) \Delta z} \ln \left[\frac{\overline{P(v_0, z)} \overline{P(v_1, z + \Delta z)}}{\overline{P(v_0, z + \Delta z)} \overline{P(v_1, z)}} \right] - \frac{\sum_{i} \overline{N_i(\bar{z})} \Delta \sigma_i (\Delta v, \bar{z})}{\Delta \sigma (\Delta v, \bar{z})},$$
(5.39)

где с помощью *j* учитываются все атмосферные газы, для которых $\Delta \sigma_i (\Delta v, \bar{z}) \neq 0$.

Как отмечалось, минимальные значения регистрируемых дифференциальных оптических толщ составляют порядка 0,01. Следовательно, мешающее поглощение на практике становится несущественным, если $\sum \Delta \tau_i (\Delta v, z) < 0,01$. В противном случае для однозначного восстановления профиля концентрации искомого газа необходимо привлечение дополнительной информации о распределении мешающих газов. Такая информация может быть получена при зондировании не на двух, а на нескольких длинах волн, попадающих в области резонансного поглощения мешающих газов. Существуют и другие методы определения концентрации исследуемого газа из данных лазерного зондирования в условиях мешающего поглощения посторонними газами и многокомпонентной воздушной смеси, например, методы 1-й и 2-й производных [13]. Эффекты интерференции в поглощении атмосферными газами имеют место в ИК- и УФ-диапазонах спектра.

5.4. Учет разных схем усреднения данных лазерного зондирования атмосферных газов методом дифференциального поглощения

Для уменьшения уровня случайных ошибок восстановления концентраций газов из данных зондирования атмосферы методом дифференциального поглощения, вызванных разными аппаратурными и атмосферными шумами, традиционно используют схемы усреднения данных лазерного зондирования. Согласно основной формуле лазерного зондирования атмосферных газов методом диф-



Рис. 5.12. Оценки стандартных отклонений измеряемого логарифма отношений лидарных сигналов для равного числа импульсов усреднения. Методы 1, 2 и 3 соответствуюг расчетным схемам (5,40) (5,41) и (5,42).

ференциального поглощения (5.13), усреднение данных зондирования можно проводить тремя методами:

$$2 \Delta \tau(z) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^{N} \ln \frac{P_{0j}(z)}{P_{1j}(z)}; \qquad (5.40)$$

$$2 \overline{\Delta \tau(z)} = \ln \frac{\sum_{i} P_{0i}(z)}{\sum_{i} P_{1i}(z)}; \qquad (5.41)$$

$$2 \Delta \tau (z) = \ln \frac{1}{n} \sum_{j=1}^{N} \frac{P_{0j}(z)}{P_{1j}(z)}, \qquad (5.42)$$

где n — число циклов накопления пар данных зондирования в линии (P_0) и вне линии (P_1) поглощения атмосферного газа. В работе [33] приведены численные оценки измерений стандартных отклонений измеряемого логарифма отношения лидарных сигналов для n = 1...32. Результаты этих оценок представлены на рис. 5.12. Отчетливо видно, что наиболее эффективна вторая схема усреднения.

5.5. Условия практической реализации метода дифференциального поглощения

Проведенный выше анализ возможных источников ошибок, возникающих при зондировании атмосферных газов методом дифференциального поглощения, позволяет определить условия практической реализации этого метода.

1. Используемые лазерные источники должны обладать высокой монохроматичностью и стабильностью спектральной частоты излучения.

2. Спектральная частота излучения лазера с высокой степенью точности должна совпадать с выбранным участком линии поглощения атмосферного газа. Учитывая сдвиг линий поглощения давлением воздуха, настройку линии лазерного излучения разумнее проводить с помощью поглощающих ячеек-анализаторов (многоходовые кюветы или спектрофоны) при соответствующих давлениях в ячейках. Так, например, при зондировании на приземных трассах давление в ячейке-анализаторе должно соответствовать атмосферному. Для схем высотного зондирования давление в поглощающих ячейках следует понизить до уровня 40... 65 гПа.

3. В приемной системе лазерного комплекса для зондирования атмосферных газов методом дифференциального поглощения необходимо использовать спектральные фильтры, отсекающие не только фоновое излучение, но и паразитные сигналы УСЭ, и число вращательного КР.

4. Зарегистрированные лидарные сигналы в первую очередь необходимо скорректировать с учетом нелинейности применяемых фоторегистраторов.

5. Для физически правильной интерпретации данных лидарных измерений нужно использовать устойчивые алгоритмы решения некорректных обратных задач.

6. При зондировании вдоль неоднородных трасс необходимо осуществлять коррекцию результатов из-за доплеровского уширения лидарного сигнала.

Глава 6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ЛАЗЕРНОМ ГАЗОАНАЛИЗЕ АТМОСФЕРЫ

6.1. Информативные спектральные участки для газоанализа

Для практической реализации метода дифференциального поглощения необходимо совпадение сразу нескольких важных условий. Во-первых, молекулы зондируемого газа должны обладать разрешенным спектром поглощения с достаточно сильными линиями резонансного поглощения. Во-вторых, разрешенный спектр поглощения зондируемого газа должен попадать в микроокна прозрачности атмосферы. В-третьих, необходимо наличие эффективных перестраиваемых лазеров, частоты излучения которых совпадают с резонансными линиями поглощения зондируемого газа. Кроме того, выбранные спектральные интервалы должны быть естественно обеспечены эффективными фотодетекторами. В этом смысле вполне обеспеченными в настоящее время можно считать спектральные диапазоны от 200 нм до 12 мкм (см. п. 2.3.2). В них находятся и основные окна и микроокна прозрачности атмосферы. Здесь же располагаются разрешенные полосы поглощения практически всех газов природного и антропогенного происхождения.

тически всех газов природного и антропогенного происхождения. На рис. 6.1 изображен спектр пропускания атмосферы для приземной трассы протяженностью 1,2 км [12]. В верхней части рисунка приведены спектральные интервалы полос поглощения некоторых атмосферных газов, ранжированные по значениям интегральных интенсивностей. В УФ и видимом диапазонах спектра расположены самые интенсивные полосы поглощения O₃, SO₂ и NO₂. Наиболее эффективными лазерными источниками в этих диапазонах спектра являются эксимерные лазеры с преобразователями частоты излучения в длинноволновую сторону с помощью ВКР-ячеек высокого давления. Эти спектральные диапазоны могут быть также эффективно перекрыты с помощью генераторов гармоник излучения лазеров на активированных кристаллах с помощью современных высокоэффективных нелинейных кристаллов BBO или LBO.

В ближней ИК-области спектра доминируют по поглощению молекулы H₂O. Наиболее интенсивными спектральными параметрами для зондирования паров H₂O обладают полосы поглощения с центрами 0,72 и 0,93 мкм. Обе эти полосы перекрываются спектром излучения самого популярного в настоящее время перестраиваемого лазера на сапфире с титаном. В области спектральной перестройки излучения лазера на сапфире с титаном расположены также линии поглощения O₂ в известной полосе 0,76 мкм.



Рис. 6.1. Спектр пропускания атмосферы для приземной трассы протяженностью 1,2 км.

В верхней части приведены спектральные интервалы полос поглощения атмосферных газов, ранжированных по значениям интегральных интегнсивностей. Винзу изображены дианазоны длин волн излучения некоторых лазеров: всс. эксмерные; акт. крист. активированные кристаллы; кр.- красители; ц. о. — центры окраски; СО, СО₂ и NH₃ — лазеры на молекулярных средах; 2, 3, 4СО и 2, 3, 4СО₂ — генераторы 2-й, 3-й и 4-й гармоник излучения СО- и СО₂-лазеров; СО+СО₂, СО-СО₂, СО-NH₃ — генераторы суммарных и разностных частот излучения СО-, СО₂-и NH₃-лазеров; InGaP, InGaAs и т. д. — диодные лазеры.

В среднем ИК-диапазоне спектра, наиболее насыщенном полосами поглощения разнообразных газов, как явствует из рисунка, в основные окна прозрачности атмосферы попадают частоты излучения СО₂-лазера, его вторых гармоник, а также генераторов суммарных и разностных частот излучения СО₂ и СО-лазеров на основе нелинейных кристаллов из ZnGeP₂, AgGaSe₂ или Tl₃AsSe₃.

6.2. Зондирование промышленных газовых загрязнений в УФ и видимом диапазонах спектра

Как правило, любые списки приоритетных загрязняющих газов, подлежащих контролю, возглавляют окислы серы и азота. Их фоновое содержание в атмосфере невелико, однако на предприятиях и в промышленных центрах их концентрация может достигать высоких значений, близких к ПДК. Поэтому разработкам систем лазерного контроля этих газов уже длительное время уделяется неослабленное внимание.

Первые работы по дистанционным измерениям NO₂ с помощью лидара выполнены Розе и др. [68, 69]. Используя накачиваемый лампой-вспышкой перестраиваемый в области 455... 470 нм лазер на красителе со спектральной шириной излучения 0,1 нм, длительностью импульса 30 нс, энергией 1 мДж и частотой повторения 1 Гц, авторы [68] измерили в ночное время концентрации примерно 0,2 млн⁻¹ NO₂ на расстояниях до 4 км от лидара. В [69] представлена карта распределения NO₂ вокруг дымовой трубы небольшого химического завода, удаленной на 750 м от лидара. Для получения каждого из пяти профилей концентрации NO₂ сигналы накапливались по 40 лазерным импульсам.

В приемной системе лидара использовался телескоп диаметром 0,6 м, выделение спектральных участков производилось с помощью монохроматора с дисперсией 7 нм/мм. Калибровочные измерения NO₂ с помощью кюветы длиной 2,5 м, удаленной на расстояние 306 м от лидара, выполнены в [38]. Для отношения сигнал/шум, равного 1, минимальная детектируемая концентрация составила 20 млн⁻¹, что эквивалентно 0,5 млн⁻¹ для строба длиной 100 м. В этих измерениях использовался лазер на красителе, накачиваемый лампой-вспышкой, но с энергией в импульсе 4... 8 мДж. Рабочие длины волн $\lambda_0 = 441,8$ нм, $\lambda_1 = 444,8$ нм, а в другом варианте $\lambda_0 = 446,5$ нм, $\lambda_1 = 448,1$ нм. Близкие результаты получены в [44, 55]. Концентрация NO₂, равная 0,1 млн⁻¹ [44], измерена с расстояния 300 м в пространственном стробе 100 м ($\lambda_0 = 448,2$ нм, $\lambda_1 = 446,9$ нм) с помощью лазера на красителе с энергией в импульсе 1 мДж. Сходная по параметрам лидарная система [55], использующая $\lambda_0 = 473,9$ нм, $\lambda_1 = 478,4$ нм, позволила определить концентрацию NO₂ $\approx 0,4$ млн⁻¹ для расстояний не более 1 км.

О'Ши и Додж [64] применили для детектирования схему с отражением лазерного луча от уголкового отражателя, расположенного на расстоянии 1,17 км от лидара. В качестве источника излучения использован аргоновый лазер с длительностью импульса 40 мкс, со спектральной селекцией с помощью монохроматора. В приемной системе применялся телескоп диаметром 0,1 м и монохроматор, образованный решеткой и двумя линзами Френеля. При длине измерительной трассы 2,34 км значения NO₂, полученные в этом эксперименте, менялись от 0,05 до 0,25 млн⁻¹. В [73] измерена трассовым методом еще более низкая $(3 \cdot 10^{-3} \text{ млн}^{-1})$ концентрация NO₂. Здесь был применен лазер на красителе, накачиваемый азотным лазером, с длинами волн излучения $\lambda_0 = 463$ нм и $\lambda_1 = 456,8$ нм. В качестве отражателя служила стена здания, удаленного на расстояние 1 км от лидара. Поздние измерения NO₂ трассовым методом с отражением от топографического объекта были выполнены в [45].

По-видимому, первой публикацией о дистанционном лазерном измерении SO₂ в атмосфере является [44] для $\lambda_0 = 300,1$ нм и $\lambda_1 = 301,4$ нм ($\Delta \sigma = 2 \cdot 10^{-19}$ см²). В этой работе концентрация 0,1 млн⁻¹ измерялась с расстояния 300 м в стробе 100 м. В [45] сообщается об измерениях SO₂ на этих длинах волн базовым методом. Грант и Хейк [37] информировали о калибровочных измерениях SO₂ и O₃, выполненных с помощью кюветы длиной 2,5 м, удаленной на 306 м от лидара. Установлено, что с использованием пар длин волн $\lambda_0 = 292,3$ нм, $\lambda_1 = 293,3$ нм можно измерить в пространственном стробе 1 км концентрацию SO₂, равную 0,01 млн⁻¹.

В последнее десятилетие в ряде исследовательских групп разработаны мобильные лидары для комплексных измерений NO2, NO, SO₂ и O₃. Например, в Стенфордском институте США создан лидар [41, 42], в котором два удвоенных по частоте АИГ Nd-лазера накачивают два лазера на красителе, а излучение последних преобразуется в УФ-диапазон с помощью кристаллов KD*P. Для измерений выбраны следующие пары длин волн λ_1/λ_0 : 299,38/300,05 нм для SO2 и 446,5/448,1 нм для NO2. В приемной системе используется телескоп Ньютона с диаметром зеркала 0,5 м. Лидар расположен в буксируемом трайлере и снабжен дизельным электрогенератором мощностью 40 кВт. Информация о концентрации газа выводится на экран телевизионного дисплея, сопряженного с мини-компьютером Хьюлетт-Паккард-1000. Лидар обеспечивает сканирование шлейфа от трубы промышленного предприятия в вертикальной или горизонтальной плоскости с пространственным разрешением 100 м на дальностях 1...5 км от источника.

Сходная система создана в исследовательском центре НАСА Хэмптон (США) [19... 21]. Зондирование осуществляется парами импульсов с $\lambda_0 = 300,05$ нм и $\lambda_1 = 299,5$ нм, разделенными промежутком времени 100 мкс, каждый из которых имеет энергию 2,5 мДж и спектральную ширину 0,02 нм при частоте следования 10 Гц. Прием обратнорассеянных сигналов выполняется на телескоп Кассегрена с диаметром зеркала 30 см. Ячейка с SO₂ служит для определения коэффициента поглощения каждого лазерного импульса. В процессе испытаний лидар располагался в 1,3 км от трубы ТЭЦ и осуществлялось сканирование в горизонтальной плоскости. При ширине шлейфа 150 м была определена концентрация SO₂, равная 4,7 млн⁻¹.

В табл. 6.1 приведены параметры лидаров, разработанных в ФРГ, Франции, Италии, Швеции (соответственно системы GKS S [71], [56], CEA-EERM [29], ENEL [59], LVND [33]). Система GKSS снабжена четырьмя лазерами на красителе с ламповой накачкой для одновременного двухчастотного определения NO2 и SO2. Она размещается в перевозимом контейнере, оснащенном устройством для измерения метеопараметров и локального контроля SO₂, и может работать на дальностях от 0 до 6 км в случае измерений NO₂ и от 0 до 3 км при измерении SO₂ с 300-метровым пространственным разрешением. В процессе обработки 120 пар импульсов ($t_{{\tt H}_{3M}} \sim 1$ мин) чувствительность системы составляет 10 млрд⁻¹ для NO₂ и 15 млрд⁻¹ для SO₂. Примеры полевых измерений с этой системой даны на рис. 6.2 и 6.3, где по девяти профилям (рис. 6.2), расположенным на 15° один относительно другого, построена картина пространственного распределения NO₂ на территории примерно 24 км² и по восьми профилям (рис. 6.3) — распределения SO₂ на территории примерно 3 км².

Таблица 6.1

	GKS	S	CEA-EERM	ENEL	LUND				
Параметр	NO2	SO2	SO ₂	SO₂ NO₂	SO ₂				
Передатчик									
Длина волны, нм	$\lambda_0 = 448, 1$	296,17	300,01	300	$\lambda_0' = 300,03$				
	$\lambda_1 = 449,8$	297,35	299,65	490	$\lambda_0'' = 298,0$				
Энергия в импульсе, мЛж	100 300	10 60	12	10	$\begin{bmatrix} \kappa_1 = 299, 3 \\ 5 \end{bmatrix}$				
Длительность импульса, нс	300	300	12	10	10				
Частота следования, Гц Расходимость, мрад	0,5 1,6	0,5 0,6	10 0,5	20	10				
	При	емник							
Диаметр телескопа, см Угол поля зрения, мрад Пропускание %:	60 0,3 55:10	60 0,6 60: 10	60 5,3 25:2	56	30 —				
фильтр, нм Квантовая эффектив- ность ФЭУ, %	18	24	25	20					

Параметры лидаров для определения NO2 и SO2

Система CEA—EERM состоит из двух лидаров, один из которых предназначен для измерения SO₂, другой — O₃ (DIAL-1 и DIAL-2). DIAL-1 может выполнять измерения SO₂ на дальностях



Рис. 6.2. Картина пространственного распределения NO₂ на территории площадью 24 км², восстановленная из данных полевых измерений лидаром GKSS.



Рис. 6.3. Картина пространственного распределения SO₂ на территории площадью 3 км², восстановленная из данных полевых измерений лидаром GKSS.

от 0,2 до 3 км с пространственным разрешением 350... 450 м. За время интегрирования около 3 мин погрешность измерений не превышает 20 %.

Система ENEL смонтирована на передвижной платформе и снабжена электрическим генератором мощностью 50 кВт. С ее помощью измерения SO₂ можно выполнять на дальностях до 3 км с пространственным разрешением 15... 200 м, причем за время измерения одного профиля около 30 с чувствительность по отношению к SO₂ составляет 50 млрд⁻¹.

Рисунок 6.4 дает пример измерения концентрации SO₂ как функции времени в слое атмосферы толщиной 500 м, находящемся на расстоянии 500 мот лидара [29]. Измерения выполнялись одновременно лидарами CEA —EERM и ENEL в марте 1983 г. на юге Франции. Разница в результатах не

Рис. 6.4. Одновременные измерения O₂ двумя лидарами СЕА—ЕЕКМ и ENEL в одном слое атмосферы протяженностью 500 м, удаленном на 500 м от лидаров.



превышает 40 мкг/м³. Быстрый спад концентрации SO₂ между 8 и 9 ч утра связан с разрушением ночной температурной инверсии.

В последнее десятилетие выполнено также несколько работ, посвященных изучению возможности применения диапазона длин волн короче 250 нм для зондирования газовых примесей в атмосфере. Группой сотрудников технического института г. Лунда (Швеция) проводились натурные измерения содержания паров ртути (Hg) и окисла азота (NO) соответственно в спектральных районах 254 и 226 нм. Первоначально [14, 15] излучение на этих длинах волн реализовалось путем рамановского сдвига в антистоксовую область спектра удвоенной частоты излучения лазера на красителе в ячейке высокого давления с водородом. Однако небольшая энергия и широкая спектральная линия лазерного излучения позволили на первых порах лишь измерить среднее значение NO на трассе с контротражателем и обнаружить на небольших дистанциях искусственно созданное облако Нg. Дальнейшее повышение потенциала лидара за счет использования более мощного и узкополосного лазера на красителях и эффективных преоб-



Рис. 6.6. Вариант пространственного распределения Hg, полученный из полевых измерений лидаром LUND.

разователей частоты лазерного излучения обеспечило трехмерное картирование распределения Hg и NO по данным лазерного зондирования на химических предприятиях [32]. Измерения производились на удалении около 500 м от источников выбросов. В этой работе сообщается, что проводились оценки искажающего влияния дифференциального поглощения молекулами O₂ и резонансной флуоресценции составляющих атмосферы. Результаты коррекции данных зондирования Hg с учетом резонансной флуоресценции



Рис. 6.7. Блок-схема мобильной лидарной системы CAL-EPFL (Швейцария):

1 — питающий электрогенератор; 1а — блок охлаждения; 2 — эксимерный лазер накачки; 2а — газовый блок; 3а, б — лазеры на красителях; 4а, б — генераторы 2-й гармонники из BBO; 5 — оптическая система совмещения лучей (пластинка λ/2, призма Глана, механическая вертушка-прерыватель); 6 — коллиматор; 7 — блок фильтров; 8 — отклоняющее зеркало; 9 — приемное зеркало; 10 — видеокамера с монитором; 11 — приемный блок с фотодетекторами (а — присовая диафрагма, b — коллимирующая линза, с — дихрончное зеркало, d — узкополосный светофильтр видимого диапазона спектра, е — узкополосный светофильтр УФ-диапазона спектра, f, g — ФЭУ); 12 — АЦП; 13 — ЭВМ; 14 — графический дисплей; 15 — блок хранения данных; 16 — плоттер.

представлены на рис. 6.5, а на рис. 6.6 приведен вариант измеренного горизонтального распределения паров Hg.

В [54] сообщается о создании в 1985 г. в Лозаннском центре по применению лазеров (Швейцария) мобильной лидарной системы на основе лазеров на красителях с накачкой эксимерным лазером и удвоителей частоты из β -кристаллов BaB₂O₄. На рис. 6.7 представлена блок-схема всей лидарной установки. Типичные значения энергии лазерного излучения составляли 5 мДж на длине волны 225 нм, 4 мДж (300 нм) и 30 мДж (450 нм). Лазер накачки (Lambda Physic EMG 201 MSC) имел энергию в импульсе 400 мДж с частотой повторения 80 Гц. В лидаре реализована схема одновременного зондирования NO в УФ и NO₂ в видимом диапазонах спектра:

$$\lambda_0 (\text{NO}_2) = 448,1$$
 HM = 2 · 224,05 HM = $2\lambda_1 (\text{NO}),$
 $\lambda_1 (\text{NO}_2) = 453.6$ HM = 2 · 226.8 HM = $2\lambda_1 (\text{NO})$



Рис. 6.8. Результаты одновременных измерений NO и NO₂ концентраций *с* газов. $I(\lambda_0)$ и $I(\lambda_1)$ — соответственно профили лидарных сигналов в линии и вне линии поглощения NO и NO₂.

На рис. 6.8 представлены результаты одновременных измерений NO и NO₂. Источником NO и NO₂ служила открытая 2-метровая камера, через которую прокачивались оба газа.

С помощью этого лидара удалось составить трехмерную карту распределения концентрации NO₂ над химическим заводом практически в реальном масштабе времени за 1 мин. На рис. 6.9 изображены две ситуации вертикального распределения SO_2 в приземном слое до высоты 1000 м, зарегистрированные с помощью этого же лидара сразу после дождя и при устойчивой стратификации атмосферы. Потолок зондирования SO_2 и O_3 составлял около 3 км.

Лидары для измерений NO₂, передатчик которых содержит два перестраиваемых лазера на красителях, разработаны также в Англии [48, 49] и в СССР [4, 50].



Рис. 6.9. Две ситуации вертикального распределения SO₂, зарегистрированные с помощью лидара CAL—EPFL сразу после дождя (а) и при устойчивой стратификации атмосферы (б).

6.3. Контроль газового состава атмосферы с использованием основных и преобразованных частот излучения ИК газовых лазеров

Как отмечалось, наиболее ранее уже полно требованиям, предъявляемым для лазерного газоанализа в среднем ИК-диапазоне спектра, отвечают перестраиваемые СО2-лазеры низкого давления. Они имеют узкие линии излучения со спектральной шириной $\Delta v_e < 10^{-2}$ см⁻¹, отстоящие друг от друга на 1,5...2 см⁻¹, причем центры линий известны с очень высокой точностью. Это практически снимает проблему формирования и контроля спектральных характеристик лазерного излучения. Однако из-за дискретности перестройки по линиям излучения в спектральных областях 9... 11 мкм СО2-лазеры обеспечивают возможность уверенного зондирования лишь небольшого числа газовых компонент, а именно: аммиака, этилена, озона и паров воды.

Дискретный спектр излучения другого известного ИК газового лазера на молекулах СО низкого давления, к сожалению, в основном попадает в область сильного поглощения парами H₂O, поэтому

его практическое использование в лазерном газоанализе атмосферы ограничивается лишь коротковолновой частью излучения.

Значительно расширяют возможности использования CO₂- и CO-лазеров в газоанализе атмосферы высокоэффективные беспороговые параметрические преобразователи частоты излучения из ZnGeP₂, AgGaSe₂ или Tl₃AsSe₃. Спектр преобразованных частот излучения этих лазеров практически перекрывает весь информативный диапазон от 2,5 до 14 мкм в основных микроокнах прозрачности атмосферы (см. рис. 6.1). При этом комбинацией различных пар линий излучения можно достичь очень плотного, с шагом до 10⁻³ см⁻¹, перекрытия этого диапазона. Поэтому такой источник когерентного излучения не уступает по возможностям извлечения информации о параметрах атмосферы узкополосным, плавно перестраиваемым по частоте лазерам, по крайней мере, в условиях тропосферы.

Высокая эффективность преобразователей частоты, от десятых долей до десятков процентов в зависимости от типа используемых лазеров накачки, позволяет ориентироваться на создание трассовых измерителей, работающих по топографическим целям, а также создает условия для разработок лидарных измерителей длин волн короче 5,5 мкм.

В последние годы с помощью как самого СО2-лазера, так и с помощью преобразователей частоты его излучения получены новые интересные результаты по измерению газов в реальной атмосфере. Среди зарубежных работ можно прежде всего отметить работы Вильяма Гранта [36, 39], в которых с помощью измерителей на основе CO₂ и HeNe-лазеров используется содержание в атмосфере гидразина, метанола, метана, водяного пара с применением в качестве отражателей топографических объектов. Денис Киллинджер с сотрудниками [51, 52] измерил содержание угарного газа и окиси азота на длинах волн второй гармоники СО2-лазера, а также этилена и метана с помощью излучения самого СО2-лазера. При длине трассы 2,7 км достигнута чувствительность измерений 10 млрд-1. Здесь также использовалось отражение от топографических объектов. В работе [25] система на основе СО2-лазера с удвоением частоты использовалась для контроля содержания углекислого газа в атмосфере. О создании многочастотной лазерной системы дифференциального поглощения сообщается в работе [57]. Лазерный блок включает в себя три ТЕА СО2-лазеров и преобразователи их излучения во 2-ю и 3-ю гармоники на основе AgGaSe2. Предусмотрена также возможность получения суммарных частот собственно СО2-лазеров и их вторых гармоник. Данная система позволяет производить измерения некопространственным разрешением торых углеводородов с до 4 км, используя отражение от топографических лальностей объектов.

В Институте оптики атмосферы СО АН СССР на базе автомобильного фургона-прицепа разработан трассовый газоанализатор «Трал», предназначенный для многокомпонентного газоанализа атмосферы. Блок-схема этого газоанализатора приведена на рис. 6.10, а его основные характеристики представлены в табл. 6.2. Система автоматизации газоанализатора, базовым узлом которой является вычислительный комплекс «КАМАК МЕРА-60», обеспечивала программное управление оптико-механическими узлами перестройки частоты лазера, пьезокорректора, подстройки кри-



Рис. 6.10. Блок-схема лазерного газоанализатора «Трал».

сталла под направление синхронизма, а также оцифровку сигналов, их накопление до нужной дисперсии и решение обратной задачи определения концентраций газов в масштабе реального времени. С помощью газоанализатора «Трал» были проведены полевые измерения концентраций NH₃, C₂H₄, O₃, H₂O, CO, N₂O и NO в разных экологических зонах: сельской горной местности, пригороде промышленного центра и сильно загрязненном индустриальном районе.

С целью исследования фонового содержания малых газовых компонент атмосферы в августе 1988 г. нами были проведены полевые измерения в горном ущелье Северного Кавказа, в Приэльбрусье, на высоте 2300 м над ур. м. Длина трассы составила 2900 м. Она проходила на высоте примерно 70 м над автодорогой местного значения Терскол—Азау и корпусами туристических баз.

Таблица 6.2

Параметры трассового газоанализатора «Трал»

Параметр	Значение
Концентрационная чувствительность при длине трассы 2 км для	
NH ₃ , C ₂ H ₄ , N ₂ O, CO, млрд ⁻¹ O ³ , млрд ⁻¹ паров H ₂ O, г/м ³	1 10 0,11
приемопередатчик: диаметр выходной апертуры, мм диаметр внеосевого приемного зеркала, мм	350 500
СО ₂ -лазеры: максимальная мощность в непрерывном режиме, Вт частота повторения модулированных импульсов, Гц длительность импульсов, мкс	50 и 10 до 1500 0,1 10
СО-лазер: максимальная мощность в непрерывном режиме, Вт частота повторения импульсов, Гц длительность импульсов, мкс	13,5 до 200 1 20
Преобразователи частоты из ZnGeP ₂ и Tl ₃ AsSe ₃ : размеры кристаллов, мм эффективность преобразования по средней мощности от модулированного импульсного излучения. %	3—10×10×20 0,005 30
Обнаружительная способность фотодегекторов: фоторезистор HgCdTe фотодиод InSb фотодиод InAs, см.Гц ^{1/2} .ср ^{1/2} /Вт	$\begin{array}{c} 2 \cdot 10^{10} \\ 10^{11} \\ 4 \cdot 10^{11} \end{array}$

Результаты измерений для четырех газовых компонент приведены на рис. 6.11. Для анализа содержания аммиака использовалась линия излучения ${}^{12}C^{16}O_2$ -лазера 9R(30), водяного пара — линия 10R(20), озона — линия 9P(14), угарного газа — 2-я гармоника линии 9P(24). Чувствительность измерений для выбранной трассы 2,9 км составляла 10⁻⁶ гПа для аммиака, $3 \cdot 10^{-5}$ гПа для угарного газа, 10⁻⁵ гПа для озона и 0,1 г/м³ для паров воды.

Из рисунка видно, что картина изменений концентраций газов является весьма динамичной, за исключением суточного хода озона, содержание которого на 10... 15 млрд⁻¹ превышает фоновое значение и незначительно изменяется в течение суток. Для паров воды характерно повышение уровня абсолютной влажности в утренние часы. Для загрязняющих атмосферу газовых компонент характерно их минимальное содержание в вечерние и ночные часы, когда преобладает холодный ветер с гор (направление ветра в различное время суток отмечено на рис. 6.11 стрелками), и максимальное в дневные часы при доминирующем ветре со стороны долины, где расположены автодорога и несколько корпусов туристических баз. Пик в содержании угарного газа между 13 и 14 ч объясняется, с нашей точки зрения, прохождением недалеко от трассы зондирования мощных тягачей. Перерыв в измерениях с 22 до 2 ч обусловлен выпадением густого тумана, полностью закрывшего трассу зондирования. В целом измеренные концентрации угарного газа соответствовали фоновым значениям, что хорошо согласуется с данными независимых экспериментальных измерений СО, проведенных в схожих природных и рельефных условиях с помощью газоанализатора на диодных лазерах [17].



Рис. 6.11. Результаты полевых трассовых измерений фоновых концентраций четырех газовых компонент атмосферы, осуществленные с помощью лазерного газоанализатора «Трал» в горах Северного Кавказа на высоте 2300 м над ур. М. 28—29 августа 1988 г. $\Delta t = 10$ мин, L = 2.9 км.

На рис. 6.12 и 6.13 приведены результаты измерений часовых ходов концентраций угарного газа и закиси азота соответственно в августе 1987 г. в пригороде промышленного центра (Западная Сибирь, г. Томск). Анализ СО проводился на 2-й гармонике линии 9P(24) СО₂-лазера, а для измерения концентрации закиси азота использовались суммарные частоты линий 9R(40) и 9R(18) двух СО₂-лазеров, на основном изотопе и изотопе ¹²С¹⁸О₂ соответственно.

Точность измерения концентраций составляла 15 млрд⁻¹ при длине трассы 2 км.

Из рис. 6.12 и 6.13 можно сделать вывод, что изменения концентраций угарного газа и закиси азота в значительной мере обусловлены антропогенным влиянием, поскольку в рабочие дни их



Рис. 6.12. Часовые хода концентраций угарного газа, измеренные с помощью лазерного газоанализатора «Трал» в пригороде промышленного центра: 1-28 августа (пятница, 2-29 августа (суббота) 1987 г.

концентрации явно выше, чем в выходные субботние и воскресные дни.

На рис. 6.14 приведены результаты измерений содержания газовых составляющих в сильно загрязненной атмосфере промыш-



Рис. 6.13. Часовые хода концентраций закиси азота, измеренные с помощью лазерного газоанализатора «Трал» в пригороде промышленного центра:

1--26 августа (среда), 2-30 августа (воскресенье) 1987 г.

ленного района г. Кемерово, проведенные нами в июне 1988 г. Характерным является появление пиков в содержании угарного газа (0,5... 0,7 млн⁻¹) и аммиака (0,1... 0,2 млн⁻¹), когда на трассу зондирования поступали воздушные массы со стороны сразу нескольких мощных химических производств. Равномерное же по времени суток распределение C_2H_4 . по-видимому, объясняется

влиянием автотранспорта, интенсивность движения которого в этом районе в течение суток менялась незначительно. В целом измеренный уровень концентраций загрязняющих газовых компонент в атмосфере данного промышленного центра в 2—6 раз превышает фоновое их содержание.



Рис. 6.14. Временные хода концентраций пяти газов, измеренные с помощью лазерного газоанализатора «Трал» в загрязненной атмосфере промышленного района 26—27 июня 1988 г. $\Delta_t = 10$ мин, L = 2,2 км.

Полевые измерения в разных климатических и географических зонах нашей страны продемонстрировали высокие эксплуатационные характеристики газоанализатора «Трал», особенно надежность в работе CO₂-лазеров и преобразователей частоты излучения из ZnGeP₂ и Tl₃AsSe₃. Более подробное описание газоанализатора «Трал» и полученных с его помощью результатов зондирования некоторых газовых составляющих атмосферы можно найти в наших работах [1, 2, 16, 82]. Как явствует из вышеописанного, с помощью газоанализатора «Трал» нами освоено на практике зондирование пока только семи газовых компонент, а именно: NH_3 , C_2H_4 , O_3 , H_2O , CO, N_2O и NO. Дополнительные возможности для расширения списка зондируемых газов открываются при использовании суммарных и разностных частот излучения CO и CO_2 -лазеров соответственно в диапазонах 2500... 3000 и 500... 1000 см⁻¹ (3... 4 и 8... 12 мкм).

В области спектра 2500... 3000 см⁻¹ имеются достаточно мощные полосы поглощения таких газовых компонент атмосферы, как NO₂, CH₄, H₂CO, HCl, HBr и др. Использование разностных частот излучения CO и CO₂-лазеров позволяет определять концентрации таких загрязнителей атмосферы, как HNO₃, PH₃, C₂H₂ и HCN.

Для поиска информативных длин волн, пригодных для газоанализа, использовалась методика, описанная в работе [3] и апробированная на практике для диапазона 4,5... 5,5 мкм [5]. Информация о параметрах линий поглощения атмосферных газов взята из атласа GEISA [43]. Результаты поиска приведены в табл. 6.3,

Таблица 6.3

Газ	Частота центра линии по- глощения №, см ⁻¹	Частота излучения v _e , см ⁻¹	Линии излучения CO и CO ₂ лазеров, комбинации кото- рых дают v_e	σ, (см∙атм)—1	N _{min} , млрд ⁻¹ Δz=1 км	ПДК, млн ⁻¹
$\begin{array}{c} HCl\\ HBr\\ NO_2\\ CH_4\\ H_2CO \end{array}$	2775,761 2661,960 2913,159 2927,077 2814,743	2775,761 2661,939 2913,160 2927,071 2814,731	$ \begin{array}{c} P (17) + 10P (32) \\ P (16) + 10P (24) \\ P (19) + 9P (20) \\ P (21) + 9P (16) \\ P (17) + 10P (14) \end{array} $	34,10 5,35 3,66 5,94 20,95	2,9 18,7 27,0 16,8 4,8	3,3500 0,6040 1,0640 0,4075
HNO_3 PH_3 C_2H_2 HCN	896,281 935,380 766,725 747,405	$896,279 \\ 935,406 \\ 766,745 \\ 747,422$	$\begin{array}{l} P(16) - 10P(20) \\ P(16) - 10P(28) \\ P(21) - 9P(30) \\ P(9) - 9P(16) \end{array}$	9,42 2,13 43,99 10,43	10,6 46,9 2,3 9,6	1,2520 0,7190 0,2718

Результаты поиска информационных длин волн для газоанализа атмосферы

в которой указаны линии поглощения атмосферных газов и совпадающие с ними линии лазерного излучения, полученные путем преобразования частот излучения СО и СО₂-лазеров. Способ получения требуемой частоты также приведен в таблице. Кроме того, в таблице указаны сечения поглощения исследуемых газов. В последних колонках содержится информация чувствительности обнаружения анализируемых атмосферных газов N_{\min} на трассе длиной $\Delta z = 1$ км и их ПДК. Видно, что во всех случаях N_{\min} ниже ПДК более чем на порядок.
6.4. Дистанционный контроль содержания атмосферного озона в УФ-области спектра

В 1975 г. Гибсон и Томас [35] и в 1977 г. Межи и др. [61] сообщили о лидарных измерениях озона в тропосфере и стратосфере, выполненных с помощью перестраиваемых лазеров на красителе, накачиваемых лампой-вспышкой и снабженных удвоителем частоты излучения. Тогда же Грант и Хейк [37] экспериментально установили, что с использованием пар длин волн лазерного излучения $\lambda_0 = 292,2$ нм и $\lambda_1 = 294,0$ нм можно определить в пространственном стробе 1 км концентрацию О₃ на уровне 0,03 млн⁻¹.

Модифицируя лидарную систему на обсерватории Верхний Прованс (ОВП), Межи и Пелон и др. использовали в качестве источника накачки лазеров на красителях мощный АИГ Nd-лазер [62]. Лазер накачки имел энергию в импульсе примерно 35 Дж на 2-й гармонике излучения (532 нм) с частотой повторения импульсов 10 Гц. Плавно перестраиваемое по частоте излучение лазера на красителе переводилось в УФ путем удвоения частоты в нелинейном кристалле КДР. Энергия излучения в УФ-области спектра достигала 40 мДж. Спектральная ширина излучения была менее 5 нм, расходимость лазерного пучка — 0,5 мрад. Диаметр приемного зеркала составлял 80 см, угол зрения — 0,7 мрад.

Для определения вертикального распределения озона в интервале высот 3... 13 км использовались длины волн лазерного излучения короче 300 нм (например, $\lambda_0 = 288,8$ нм и $\lambda_1 = 294,5$ нм), а в интервале 13... 38 км — длиннее 300 нм ($\lambda_0 = 305,8$ нм и $\lambda_1 = 310,8$ нм). Такой раздельный режим зондирования обусловлен спецификой высотного хода содержания озона в атмосфере с выраженным стратосферным максимумом. Уровень содержания озона и его рост с высотой в тропосфере и нижней стратосфере позволяют проводить зондирование в более интенсивной части полосы поглощения Хартли.

С помощью регулярных лидарных измерений, проведенных авторами [66] в июне—июле 1980 г. на ОВП, удалось зарегистрировать значительное увеличение концентрации озона на высоте около 10 км (рис. 6.15). Проводимые параллельно измерения вертикальных профилей температуры с помощью шаров-зондов позволили в этой работе сделать заключение, что зарегистрированное повышение концентрации связано с вторжением в средние широты озона полярного происхождения.

Лидарные измерения в двух спектральных участках позволили восстановить высотные профили озона от 3 до 38 км [67]. Диаметр приемного зеркала составлял 80 см, угол зрения — 0,7 мрад. Время накопления для каждого профиля 30 мин. Пространственное разрешение варьировалось от 360 м в тропосфере до 1,2 км на уровне 25 км и 3,6 км на больших высотах. Полученные лидарные профили озона в сравнении с данными радиозонда приведены на рис. 6.16. Высокий энергетический потенциал эксимерных лазеров, излучающих непосредственно в УФ-диапазоне спектра, естественно предопределил их использование при лидарном зондировании озона. Учино, Маеда и др. [74...76] применили для этой цели XeCl-лазер, излучающий на одной из двух длин волн 307,9 или 308,2 нм, соответствующих селективным пикам полосы поглощения О₃. Для восстановления профиля концентрации озона из данных лидарного зондирования на одной длине волны необходимо иметь дополнительную информацию о профилях коэффициентов



Рис. 6.15. Высотные профили озона (сплошные линии), восстановленные из данных лидарного зондирования на ОВП в июне — июле 1980 г. и высотные профили температуры (штриховые линии), измеренные параллельно с помощью шаров-зондов.

молекулярного рассеяния и аэрозольного ослабления. Для этого лидарное зондирование в [74...76] сопровождалось, во-первых, радиозондовыми измерениями термодинамических параметров атмосферы, во-вторых, лидарными измерениями на длинах волн сначала 694,3 нм рубинового лазера, в последующем 532 нм 2-й гармоники АИГ Nd-лазера. Данные радиозонда использовались для оценки профилей коэффициентов молекулярного рассеяния и поглощения. Характеристики аэрозольного ослабления, измеренные в видимом диапазоне спектра, пересчитывались в УФ-диапазон на основе модельных представлений о спектральном распределении характеристик рассеяния света в атмосфере.

Используемый в этих измерениях XeCl-лазер имел 100 мДж при частоте следования импульсов до 5 Гц. Ширина линии излучения составляла 0,7 нм, расходимость лазерного пучка была доведена до 1 мрад. Приемный телескоп с полуметровым зеркалом имел угол зрения 10 мрад и размещался на расстоянии 14 м от лазера, чтобы отсечь интенсивные сигналы от нижних слоев атмосферы. Профили озона восстанавливались в интервале высот от 15



Рис. 6.16. Сравнительные измерения вертикального распределения озона в тропосфере и страторазных спектральных æ сфере, выполненные с помощью озонозондов и лидара, работающего участках:

α) зонд ЕСС, пара длян волн λ₀ и λ₁ зондирующего излучения лидарного передатчика, соответственно 288,8 и 294,5 им (ОВП, 20... 21 июня 1981 г.); б) зонд Вгеwer Mast (30 ноября 1981 г.), λ₀ = 305,8 нм, λ₁ = 310,8 нм (1 и 2 декабря 1981 г.).

до 30 км с погрешностями менее 15 % при накоплении сигнала в течение 30 мин. Ниже 15 км и выше 30 км погрешности определения озона возрастали в первом случае за счет уменьшения концентрации, во втором — за счет увеличения ошибок измерения лидарных сигналов. Восстановленные профили O₃ сравнивались с данными озонозондов. Сравнение показало хорошую согласованность лидарных результатов и данных озонозондов в интервале высот 15... 25 км.

В период с октября 1979 г. по январь 1981 г. с помощью этого лидара производились измерения содержания озона в атмосферных слоях толщиной $\Delta z = 3$ км на уровнях 17,25; 20,25; 23,25 км. Результаты измерений сопоставлялись с данными по общему содержанию озона, полученными за этот же период времени с помощью спектрофотометра Добсона. Коэффициенты корреляции временных изменений общего содержания озона и концентрации O₃ в выделенных слоях составляли соответственно 0,74; 0,26 и 0,12. Была найдена высокая положительная корреляция между вариациями температуры и концентрации O₃ на высоте 17,25 км.

В дальнейшем [77] в передатчик лидара добавили эксимерный КгF-лазер с длиной волны излучения 248 нм, снабженный рамановской ячейкой высокого давления на метане, обеспечивающей сдвиг в стоксовую область на длину волны 290,4 нм. Распределение числа длин волн зондирования в УФ-диапазоне спектра позволило отказаться от сопутствующих независимых измерений рассеивающих свойств атмосферы. Зондирование в более коротковолновой области спектра обеспечило восстановление концентрации озона в интервале высот 4... 12 км с пространственным разрешением 750 м.

Эксимерный XeCl-лазер, снабженный рамановскими ячейками с метаном и водородом (длины волн излучения соответственно 308; 338,39; 353,2 нм), Вернер и др. [81, 80] установили в лидаре, расположенном на вершине горы Цугшпитце в Альпах (2964 м над ур. м.). Лазер излучал импульсы с энергией 150 мДж, с частотой повторения 50 Гц. Расходимость пучка при неустойчивом резонаторе составляла 1 мрад. Коэффициент преобразования в рамановских ячейках при давлении 40 атм достигал 15 %. Приемный телескоп с зеркалом диаметром 60 см имел угол зрения 2 мрад. Приемник и передатчик были разнесены, чтобы отсечь интенсивный сигнал от нижних слоев атмосферы. При этом полное перекрывание поля зрения телескопа и лазерного пучка происходило только на высотах около 20 км. Профили озона восстанавливались в интервале высот от 20 до 50 км с пространственным разрешением і км. Определение концентрации озона на высоте 40 км со среднеквадратической ошибкой 1 % требовало накопления сигнала в течение нескольких часов. Для обеспечения той же точности восстановления озонного профиля на высотах 20... 30 км достаточно было 15-минутного накопления. Восстановленные профили были в хорошем согласии с данными озонозондов, полученными до высот 35 км.

В нашей стране лидарные измерения профилей озона в интервале высот 5... 25 км были выполнены в конце 70-х—начале 80-х годов в различных районах СССР, обладающих разной степенью замутненности атмосферы [6, 7, 11]. Измерения производились с помощью лидара на основе лазера на красителе, накачиваемого 2-й гармоникой АИГ Nd-лазера. Этот лидар разработанв Центральной аэрологической обсерватории.



Рис. 6.17. Результаты лидарных наблюдений за состоянием озонного слоя над Западной Сибирью, выполненных в ИОА СО АН СССР с января по март 1989 г.

Регулярные лидарные наблюдения за состоянием озонного слоя над Западной Сибирью начаты в Институте оптики атмосферы СО АН СССР в декабре 1988 г. [8]. Лидарные измерения проводятся с помощью XeCl-лазера, установленного в стационар-

Рис. 6.18. Сравнительные данные временного хода интегрального содержания озона над Западной Сибирью, полученные с помощью измерителя M-124 во всей атмосфере (1) и лидара в слое от 10 до 25 км (2) и нормированные на максимальные значения.



ном лидаре с приемным зеркалом диаметром 1 м. На рис. 6.17 из [8] изображены некоторые профили озона, восстановленные из данных лидарных наблюдений в январе, феврале и марте 1989 г. Полученные результаты лидарного зондирования общего содержания озона в слое от 10 до 25 км сопоставлялись с данными независимых наблюдений общего содержания озона, полученных с помощью измерителя М-124 (солнечный спектрофотометр Добсона). На рис. 6.18 из [8] представлены временные хода относительных (нормированных на максимальное значение) интегральных концентраций озона в слое и во всей атмосфере. Налицо хорошая корреляция независимых измерений.

В последние годы наблюдается заметная интенсификация лазерного зондирования озона. Создаются новые лидары, накапливается экспериментальный материал из лидарных исследований атмосферного озона. Большое внимание уделяется разработкам мобильных систем. Практически все системы, параметры которых приведены в табл. 6.1, их модификации и новые системы, например [30], обеспечены каналами измерения озона в тропосфере.

Стационарные лидарные системы, расположенные, как правило, на горных обсерваториях, используются для зондирования высотных профилей озона практически во всей толще тропосферы и стратосферы. В [31] описан лидар, установленный на горной обсерватории Хоенпайсенберг и представляющий собой улучшенную версию лидара, расположенного на горе Цугшпитце [81]. Параметры лидара приведены в табл. 6.4. С помощью этого ли-

Таблица 6.4

Основные параметры озонового лидара на обсерватории Хоенпайсенберг

Передающая система	Приемная система
Лазерная длина волны 308 нм Референтная длина волны 353 нм Частота повторения импульсов 20 Гц Излучаемая энергия 300 мДж Энергия на выходе передающей систе- мы на 308 нм 170 мДж 353 нм 60 мДж Диаметр передающей антенны 250 мм Расходимость луча 0,23 мрад	Диаметр приемной антенны 600 мм Фокусное расстояние 2400 мм Длительность строба 2 мкс Пространственное разрешение 300 м Темновой шум ~1 Гц

дара Клауде и Веге [31] в январе 1988 г. провели серию лидарных измерений профилей озона в интервале высот 13... 50 км, сопровождая их измерениями общего содержания озона с помощью спектрофотометра Добсона и запусками озонозондов. Пример одной из полученных реализаций приведен на рис. 6.19.

Для охвата всего высотного диапазона от поверхности Земли до максимальных высот современные лидары обычно наряду с несколькими длинами волн зондирования используют два отдельных телескопа для приема сигналов с разных высотных диапазонов и многоканальную систему фоторегистраторов. На рис. 6.20 изображена блок-схема лидара NIES [72], основные параметры которого приведены в табл. 6.5. Лидарные сигналы от коротковолнового излучения эксимерного лазера KrF, сдвинутого в стоксовую область в рамановских ячейках с H₂ и D₂ на длины волн 277,1; 313,2 и 219,9 нм, регистрируются с помощью телескопа с диаметром зеркала 0,56 м и шестью ФЭУ из атмосферного слоя 1,5... 15 км. Сигналы от лазерного передатчика на основе эксимерных лазеров Рис. 6.19. Высотные профили озона, восстановленные из данных лидарного зондирования на горной обсерватории Хоенпайсенберг. 20 января 1988 г.

Лидар: 1) 20 ч 44 мин...5 ч 18 мин, 329 Д.Е., 2) 5 ч 22 мин...6 ч 46 мин, 342 Д.Е.; зонд: 3) 7 ч 55 мин...9 ч 41 мин, 345 Д.Е.

H₂



H,KM

Рис. 6.20. Блок-схема лидара NIES.

Параметры основного лидара NIES

Для низких высот зондирования

Излучатель KrF-лазер (Lambda Physik EMG201MSC) 277,1 нм 1-й Стокс на H₂ 313,2 нм 2-й Стокс на H₂ 291,9 нм 1-й Стокс на D₂ Мощность излучения 27 Вт Приемная система 0,56-м телескоп Дихроичные зеркала, интерференционные фильтры, 6 ФЭУ Регистратор токовых сигналов: 6 каналов, частота выборки 3 МГц, количество выборок & 192, прецизионный интегратор. Мини-компьютер (DEC 11/53)

Для больших высот зондирования

Излучатель XeCl-лазер (EMG160MSC) 308,2 нм лазерная 339,5 нм 1-й Стокс на D₂ Мощность излучения 36 Вт Спектральная ширина излучения 0,003 нм

Излучатель XeF-лазер (EMG160TMSC) 351,1 нм лазерная Мощность излучения 18 Вт Спектральная ширина излучения 0,01 нм

Приемная система 2-м телескоп

Механический прерыватель, дихроичные зеркала, интерференционные фильтры, узкополосный эталон 6 ФЭУ

Система регистрации: счетчик импульсов 12 каналов, скорость счета более 100 МГц, длительность строба 1 мкс, 2048 стробов, прецизионный интегратор

XeCl с рамановской ячейкой с D₂ и XeF принимаются 2-м телескопом. В фокусе телескопа установлен механический затвор-вертушка, открывающий регистрирующий тракт с шестью ФЭУ для сигналов с высоты 10 км и более.

В качестве передатчиков лидаров для зондирования озона в тропосфере и нижней стратосфере до высоты 15 км кроме эксимерных лазеров и лазеров на красителях используют также 4-ю гармонику АИГ Nd-лазера, которую сдвигают в стоксовую область с помощью рамановских ячеек с H₂ и D₂. Межи и др. [65] оценили статистические и систематические погрешности восстановления концентрации озона при зондировании на длинах волн 266, 289 и 299 нм на ОВП (рис. 6.21). Учитывалось мешающее поглощение молекулами SO₂ и NO₂. Энергия излучения на трех длинах волн была порядка 10 мДж. Время накопления бралось 2,5 мин. Пространственное разрешение варьировалось от 0,3 км на высоте 3 км до 1,5 км на 15 км. Из рис. 6.21 видно, что в интервале высот 3... 15 км при зондировании на длинах волн 289 и 299 нм погрешности восстановления концентрации озона не превышают 5 %. Пример нескольких реализаций зондирования приведен на рис. 6.22.

В лидарной системе, описанной в [60] и установленной на обсерватории «Столовая гора» (США), представлены два раздельных лидара. Первый предназначен для зондирования озона до высот примерно 20 км на гармониках АИГ Nd-лазера, снабженного ячейками с D₂ и HD. Второй — это стратосферный лидар на



Рис. 6.21. Профили случайных (є₁) и систематических ошибок (є₂) восстановления высотного распределения концентрации озона из данных лазерного зондирования атмосферы на парах длин волн 266 и 289 нм (1), 289 и 299 нм (2).



Рис. 6.22. Пример нескольких реализаций зондирования озона с помощью генератора 4-й гармоники АИГ Nd-лазера, снабженного рамановскими ячейками с H₂ и D₂ высотного давления:

1) 21 ч 05 мин, 2) 22 ч 23 мин, 3) 23 ч 45 мин.

основе XeCl-лазера и ячеек с H_2 и D_2 . Параметры лидаров обеспечивают восстановление профилей O_3 до высот 20 км с погрешностями менее 2 % при очень малом времени накопления сигнала, а в интервале высот 35... 50 км погрешности восстановления не превышают 5 % при накоплении сигнала в течение 4 ч.

В [58] сообщается о дневных измерениях профиля озона до высоты 3 км (рис. 6.23) на длинах волн 277 и 313 нм, полученных путем рамановского смещения в ячейке водорода в 1-м и во 2-м порядке. Был достигнут эффект «солнечно-слепого» зондирования благодаря существенному сужению спектральной полосы приема с помощью монохроматора. На рис. 6.24 приведены измеренные профили отношения сигнал/шум (S/N) на трех длинах



Рис. 6.23. Пример реализации зондирования озона в дневное время использованием эффекта «солнечно-слепого» приема лидарных сигналов на длинах волн 277 и 313 нм 9 августа 1985 г.



Рис. 6.24. Измеренные профили отношения сигнал/шум (S/N) при высотном зондировании на длинах волн 277, 313 и 360 нм в сравнении с результатами модельных расчетов.

волн (277, 313 и 360 нм) при усреднении лидарных сигналов по 100 лазерным импульсам (сплошные линии) и рассчитанные с помощью лидарного уравнения (прерывистые линии). Резкий спад S/N для 277 нм обусловлен интенсивным поглощением лазерного излучения озоном. Ухудшение на длине волны 360 нм по сравнению с 313 нм вызвано увеличением фоновых засветок. Авторы этой работы сделали вывод, что выбор наиболее оптимальных длин волн (например, 290 и 300 нм) и использование телескопа с достаточной апертурой позволит осуществить зондирование озона до высот 20 км в дневное время. Результаты дневных измерений озона в стратосфере с помощью лидаров приведены, например, в [78].

6.5. Определение вертикальных профилей водяного пара атмосферы лидарным методом дифференциального поглощения

Водяной пар имеет широкий набор изолированных линий поглощения в видимом и ИК-диапазонах спектра. Наличие нескольких изолированных и довольно интенсивных линий поглощения H₂O в спектральном интервале излучения одного из первых лазеров — рубинового — фактически предопределило его применение в лидарном зондировании влажности атмосферы еще на заре становления и развития лазерной техники. Уже в 1964 г. Счетлэнд [70] осуществил первые измерения вертикальных профилей влажности до высоты 4,3 км, используя температурную перестройку длины волны излучения рубинового лазера на линию поглощения водяного пара 694,38 нм. Перестраиваемые рубиновые лазеры успешно применялись впоследствии в лидарных измерениях профилей влажности, описанных в [47, 79, 83]. С его помощью удалось достигнуть потолка зондирования около 17 км [83].

Развитие лазерной техники дало возможность значительно расширить круг используемых в задачах лазерного зондирования влажности атмосферы лазеров. Это в первую очередь лазеры на красителях. С помощью таких лазеров, перестраивающихся в области полосы поглощения водяным паром 0,72 мкм [24, 27], были проведены успешные измерения влажности во всей толще тропосферы. Все более широкое использование приобретает перестраиваемый в диапазоне 0,72... 0,78 мкм лазер на основе кристалла александрит [26]. Самые широкие перспективы для лазерного зондирования влажности атмосферы открываются при использовании лазера на кристалле сапфир с титаном, обладающего уникальными возможностями непрерывной перестройки длины волны излучения в необычайно широком спектральном диапазоне, от 650 до 1150 нм. В районе 1,77 мкм проводилось зондирование водяного пара с помощью параметрического генератора света (ПГС) на основе ниобата лития [34] и перестраиваемого лазера на кристалле Со: MgF₂ [53]. В среднем ИК-диапазоне спектра первые измерения профилей влажности проводились вдоль горизонтальной трассы с помощью импульсного СО2-лазера [63] с использованием дискретной перестройки длины волны излучения на линиях P(12), P(18) и P(20) в 10-мкм полосе излучения. Малая эффективность обратного рассеяния в этой области спектра естественно снижает дистанционность зондирования при прямом детектировании лидарных сигналов. Даже при энергии в импульсе 1 Дж в этих измерениях профиль влажности устойчиво восстанавливался на расстояниях не более 1 км. Однако в этой области спектра в последние годы активно развиваются чувствительные методы когерентного (гетеродинного либо гомодинного) приема лидарных сигналов. Они значительно повышают потенциал лидара даже при умеренных энергиях лазерного передатчика. Первые сообщения об измерениях профилей влажности с помощью когерентного лидара на основе гетеродинного СО2-лазера приведены в [40].

В современных наземных лидарах для зондирования водяного пара методом дифференциального поглощения в качестве лазерного передатчика, как правило, используют лазеры, имеющие перестройку длины волны излучения в районе полосы поглощения водяным паром 0,72 мкм. Один из первых лидаров, работающих в этой области спектра, был разработан в группе Броуэлла в Исследовательском центре НАСА (США) [24] на основе лазера на красителе с когерентной накачкой от рубинового лазера. С помощью этого лидара было проведено зондирование влажности до высоты около 3 км. Полученные результаты неплохо коррелировали с данными шаров-зондов, используемых для контроля. В этой же области спектра Кахен, Межи и др. [27, 28] провели удачные измерения профилей влажности с помощью лидара на основе лазера на красителе с накачкой 2-й гармоникой АИГ Nd-лазера, установленного в обсерватории ОВП (Франция). Лазер накачки имел энергию в импульсе 35 Дж ($\lambda_{\rm H} = 530$ нм) с частотой повто-



рения импульсов 10 Гц. На выходе лазера на красителе в области 0,72 мкм энергия импульса генерации достигала 80 мДж при ширине линии излучения порядка 2.10⁻³ нм. Диаметр приемной антенны составлял 0,6 м. Высокий энергетический потенциал лидара позволил достичь потолка зондирования 8 км с погрешностями не более 10 % [28].

Рис. 6.25. Высотные профили H₂O, восстановленные из данных лидарного зондирования на ОВП 18... 22 июля.

На рис. 6.25 приведены результаты одного из циклов зондирования водяного пара в течение пяти июльских ночей. Профили влажности с пространственным разрешением 300 м восстанавливались из лидарных сигналов, накопленных за 50 мин. Интересен зарегистрированный факт резкого уменьшения влажности на высотах более 3 км в середине цикла наблюдений. Как видно из рисунка, восстановленные значения отношения смеси на высоте около 4 км в ту ночь практически на два порядка меньше, чем в следующую. С помощью этого же лидара были проведены одновременные измерения суточных вариаций профилей влажности и коэффициента обратного рассеяния [27]. На рис. 6.26 видна динамика образования инверсионных слоев влажности и аэрозоля, различающихся и в пространстве, и во времени.

Излучение лазеров на красителях с длинами волн в районе 0,72 мкм используется также в лидаре, созданным Бёзенбергом [18] для детального исследования пространственно-временных вариаций концентрации водяного пара в пограничном слое атмосферы. Накачка двух лазеров на красителях в этом лидаре осуществляется с помощью двух эксимерных лазеров, импульсы генерации которых разнесены во времени на 200 мкс. Приемная система состоит из двух телескопов диаметром 28 и 50 см, установленных на разную базу. Лидар позволяет осуществлять зондирование водяного пара с высоким пространственным и временным разрешением в разное время суток. С помощью этого лидара наблюдалась эволюция высотного распределения водяного пара от хаотического перераспределения влажности в слое перемешивания, характерного в условиях конвективных потоков в дневное время, до формирования устойчивой стратификации влажности в поздние вечерние часы того же дня.



Рис. 6.26. Временные вариации высотных профилей H_2O и коэффициента обратного рассеяния β_π , полученные с помощью лидара на ОВП и характеризующие динамику образования инверсных слоев влажности и аэрозоля.

Современные лидары дифференциального поглощения, как правило, обеспечивают устойчивое восстановление вертикальных профилей влажности из данного лидарного зондирования практически во всей тропосфере. Получение же количественной информации о распределении водяного пара в нижней стратосфере на высотах более 12 км затруднено из-за низкой концентрации паров H₂O на этих высотах. Это наглядно иллюстрируется рис. 6.27 [83]. Здесь сплошной кривой изображен профиль влажности, восстановленный из накопленных в течение 50 мин в летнюю ночь лидарных сигналов по 250 импульсам рубинового лазера с энергией 0,1 Дж. Несмотря на скромные параметры лидара, удалось восстановить профиль влажности до высоты 17 км, используя при обращении лидарных сигналов метод сплайн-аппроксимации [84]. Как видно, ошибки восстановления до высоты 12 км не превышают 100 %, а на больших высотах стремительно возрастают. Уменьшение концентрации водяного пара в тропосфере в зимнее время по сравнению с летом обусловливает снижение потолка зондирования при тех же параметрах лидара. Этот факт наглядно иллюстрируется прерывистой кривой на рис. 6.27.

Увеличение энергетического потенциала лидара, как показывают результаты модельных расчетов [13], дают незначительный выигрыш в повышении потолка количественного определения содержания H₂O в нижней стратосфере. Можно считать, что при разумных параметрах лидара этот потолок не может превышать



Рис. 6.27. Две реализации высотного зондирования водяного пара атмосферы с помощью рубинового лазера в зимнее (1) и летнее (2) время года.

15 км. Поэтому для больших высот необходимо использовать лидары самолетного и космического базирования, зондирующие атмосферу в спектральных участках интенсивного резонансного поглощения излучения молекулами H_2O . В этом случае открываются заманчивые перспективы, связанные с тем, что благодаря высокой мобильности самолетов и тем более космических аппаратов можно получить оперативную детальную информацию о распределении водяного пара в больших пространственных масштабах.

На рис. 6.28 из [23], дополненном данными из [46] (штрихпунктирная кривая), представлены результаты численных оценок погрешностей определения вертикальных профилей влажности с борта самолета в направлении надир с помощью лидара EP-2 в летнее время года. Рассматриваемые длины волн зондирования и соответствующие им сечения поглощения, а также пространственное разрешение приведены на самом рисунке. Видно, что инвертированная схема зондирования сверху-вниз позволяет для разных высот, характеризующихся разным содержанием водяного пара, выбирать линии поглощения H₂O с наиболее оптимальными с точки зрения концентрационной чувствительности интенсивностями. В принципе такая схема зондирования обеспечивает восстановление высотного распределения водяного пара с погрешностями менее 10% во всем интервале высот 0... 15 км по совокупности результатов зондирования на всех длинах волн.

Первые успешные самолетные испытания описанного в [24]

лидара позволили измерить в полете вертикальные профили H₂O на расстоянии 4 км. В дальнейшем этот лидар был модифицирован. В качестве лазера накачки вместо рубинового был установлен АИГ Nd-лазер с удвоителем частоты излучения. Два независимых лазера на красителях излучали 50 мДж при ширине линии излучения менее 3 · 10⁻³ нм. Приемная антенна диаметром

Рис. 6.28. Численные оценки ошибок определения вертикальных профилей влажности атмосферы с борта самолета в направлении надир из данных лазерного зондирования с помощью лидара EP-2 на разных длинах волн.



0,35 м была оснащена узкополосным интерференционным фильтром шириной 0,5 нм и пропусканием 30 %. На рис. 6.29 из [22] в качестве примера приведены два профиля водяного пара, определенные с помощью этого лидара с теплой и холодной стороны потока Гольфстрим. Штриховая линия характеризует данные забортного датчика.

Следует отметить, что спектральные области 0,72 и 0,94 мкм остаются информативными и для космического зондирования тропосферных и стратосферных профилей H₂O. По-видимому, наиболее широкие перспективы в этом случае открываются для лазера Ti : Al₂O₃ излучающего и в той, и другой областях спектра.

При зондировании водяного пара из космоса перспективной является также область 3 мкм [9]. Во-первых, в этой области расположены многочисленные линии поглощения H_2O разной интенсивности, относящиеся к колебательно-вращательным полосам основных колебательных частот v_3 и v_1 с центрами 2,66 и 2,73 мкм и обертона $2v_2$ (3,14 мкм). Во-вторых, в этом спектральном диапазоне эффективно работают полупроводниковые приемники лазерного излучения на основе InSb и InAs, имеющие на

сегодня наиболее высокую чувствительность. Наконец, в-третьих, эта область спектра может быть перекрыта линиями лазерного излучения, полученными путем генерации 2-й гармоники СО-лазера или 3-й гармоники СО₂-лазера, либо суммированием частот излучения этих лазеров. Причем преобразование частот излучения CO- и CO₂-лазеров может осуществляться с помощью нелинейных кристаллов группы $A^2B^4C_2^5$ (например, ZnGeP₂) с эффективностью от единиц до десятков процентов.



Рис. 6.29. Пример удачных реализаций лидарного зондирования H₂O (1) с борта самолета над теплой (а) и холодной (б) стороной Гольфстрима в сравнении с данными забортного датчика (2) [22]. 300 импульсов, $\Delta H = 210$ м.

Кривая	Время местном	Широта	Долгота
a 1	13 ч 29 мин 16 с	35°33,3'c.	74°16,5' 3.
2	12 ч 30 мин12 ч 45 мин	35°25'c.	74°21,8' 3.
6 1	15 ч 07 мин 30 с	37°34,5'c.	76°42,2' 3.
2	10 ч 43 мин10 ч 53 мин	37°42'c.	74°46,4' 3.

Численное моделирование проводилось для следующих параметров лидарной системы, установленной на борту космического аппарата с высотой орбиты 20 км: энергия лазерного излучения 0,1 Дж; площадь приемной антенны 1,23 м² (диаметр $D_{\pi} = 1,25$ м); угол зрения приемного телескопа $2\theta = 4 \cdot 10^{-5}$ рад (полагалось, что приемная антенна помещается в теневой зоне в условиях космического холода и фоновое излучение от стенок телескопа и диафрагмы отсутствует). При фокусном расстоянии приемного зеркала $F = 3 D_{\pi}$ ширина щели d_A спектрального селектора (например, монохроматора), помещенная в фокальной плоскости приемного зеркала, может быть определена из соотношения $d_A/F = 2 \theta$, откуда $d_A = 150$ мкм. Следовательно, площадь фоточувствительного элемента, установленного у выходной щели спектрального селектора, должна быть равна $2,25 \cdot 10^{-4}$ см². Верхняя граница частот полосы пропускания электронного тракта при усреднении лидарного сигнала вдоль участка трассы зондирования $\Delta z = 1$ км составляла 75 кГц. В качестве фотодетектора рассматривался фотодиод на основе InSb, обнаружительная способность которого составляет $8 \cdot 10$ см $\cdot \Gamma u^{1/2} \cdot cp/BT$ для 3-мкм области [10] в условиях суммарного воздействия на сигнал фоно-



Рис. 6.30. Модельные оценки слчуайных ошибок восстановления профилей влажности из единичных лидарных сигналов при космическом зондировании с высоты 200 км на длинах волн, реализуемых в генераторах 2-й гармоники излучения СО-лазера или 3-й гармоники излучения СО2-лазера и попадающих в линии поглощения H2O разной интенсивности:

1) 3,155 мкм; 2) 3,263 мкм; 3) 2,815 мкм.

вого излучения и внутренних шумов. Тогда NEP (эквивалентная мощность шума фотодетектора) для приведенных выше параметров фоторегистратора составляет 1,03 · 10⁻¹⁵ Вт.

На рис. 6.30 приведены случайные ошибки восстановления лидарных профилей влажности, оцененные для модельных сигналов в линиях и вне линий поглощения H₂O для условий лета и зимы средних широт. Оценки проводились для единичных сигналов. Изображенные на рисунке кривые пронумерованы в соответствии с длиной волны центров линий поглощения H₂O, в окрестностях которых осуществлялось модельное зондирование. Видно, что среднеквадратические ошибки модельного восстановления лидарных профилей влажности в этом случае не превышают 10 % практически для всей толщи стратосферы. Зондирование влажности тропосферы может осуществляться с погрешностями менее 100 % на всех высотах в зимнее время и на высотах свыше 5 км летом.

6.6. Некоторые тенденции развития лазерного газоанализа атмосферы методом дифференциального поглощения

В настоящее время довольно четко прослеживаются основные тенденции развития лазерного газоанализа атмосферы, основанного на методе дифференциального поглощения:

1. Стационарные лидары сориентированы на рутинные круглосуточные наблюдения за содержанием озона.

2. Мобильные наземные системы дистанционного газоанализа в видимом и УФ-диапазонах спектра находят все более широкое применение в диагностике индустриальных газовых загрязнений и для контроля содержания озона в тропосфере.

3. Задачи зондирования водяного пара атмосферы постепенно переносятся на системы самолетного и космического базирования. Здесь же, естественно, формируются каналы для контроля распределения озона в планетарном масштабе.

4. Трассовые методы лазерного газоанализа в ИК-диапазоне спектра постепенно исчезают. Им на смену приходят дистанционные методы зондирования, в том числе с использованием гетеродинных лазеров. Так как избирательность газоанализа и число активных в поглощении атмосферных газов в ИК-диапазоне спектра выше, чем в УФ, когерентные ИК МДП-лидары в будущем могут вытеснить УФ МДП-лидары.

Глава 7. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ДИСТАНЦИОННОГО ОПТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Последние три десятилетия характеризуются стремительным развитием научно-технического прогресса. Несомненный достойный вклад в этот процесс вносят прежде всего такие взаимно связанные направления, как квантовая физика, электроника, вычислительная техника. Именно их тесное взаимодействие обусловило новый мощный взлет практической реализации дремавших уникальных возможностей оптического диапазона шкалы электромагнитных волн.

Все сказанное имеет прямое отношение к предмету настоящей монографии, поскольку именно прогресс в развитии лазерной техники, электроники и вычислительной техники обеспечил соответствующий прогресс в развитии и широком использовании оптического диапазона волн для всестороннего исследования атмосферы и протекающих в ней процессов.

Целью настоящей главы мы ставим задачу изложения основных аспектов успешного развития, с нашей точки зрения, одного из наиболее перспективных направлений практического использования оптических волн, а именно дистанционного оптического зондирования атмосферы. При этом основные акценты будут сделаны на проблемы мониторинга атмосферы в интересах получения надежных массивов данных как о погодообразующих, так и загрязняющих ее компонент.

7.1. Концепция развития оптического мониторинга атмосферы

Материал, изложенный в предыдущих главах, свидетельствует о том, что в настоящее время разработаны основные методологические основы проблемы лазерного мониторинга атмосферных параметров, ответственных за погодообразующие процессы, а также за процессы загрязнения атмосферы продуктами антропогенного происхождения. Более того, разработаны, созданы и получили широкое распространение в практике соответствующие технические средства наземного, корабельного и самолетного базирования. В ближайшие годы планируются запуски первых космических лидаров.

Подчеркнем, что именно одновременное получение количественной информации о распределении индустриальных аэрозолей и загрязняющих атмосферу газов, с одной стороны, и влажности, температуры, скорости и направления ветра, с другой, обеспечивает решение задачи экологического мониторинга воздушного бассейна в ее наиболее полной постановке. Мы имеем в виду решение следующих основных задач экологического мониторинга: 1) получение надежной информации о состоянии загрязнения воздушных бассейнов и динамики ее изменения; 2) получение количественной информации о выбросах вредных веществ в атмосферу из труб всех организованных источников; 3) прогноз наступления наиболее опасных экологических ситуаций в атмосфере.

Перечисленные задачи следует рассматривать как концепцию экологического мониторинга ограниченного воздушного бассейна, например индустриального центра. Эта концепция не охватывает проблему экологического мониторинга атмосферы в глобальном и даже мезомасштабном объеме, в частности решение такой задачи, как трансграничные переносы загрязнений в атмосфере. В последнем случае необходимо использовать аэрокосмические средства зондирования.

Далее следует остановиться на соотношении методов дистанционного зондирования атмосферы и прямых контактных измерений характеристик атмосферных параметров, в том числе и ее загрязнителей. Сегодня широкое распространение получили методы определения концентрации загрязняющих атмосферу компонент в локальных точках приземного слоя атмосферы с использованием заборов проб с последующим их химическим анализом. Это характерно для соответствующей сети Госгидромета СССР.

В западных странах все шире используются высокочувствительные индикаторы загрязняющих компонент, не требующих забора проб и выдающих результаты измерений в считанные секунды или минуты.

Лазерные дистанционные методы экологического мониторинга пока еще не нашли широкого распространения в практике, несмотря на их бесспорную перспективность. Основные причины такого положения дел связаны с несомненной сложностью этих методов, с кажущейся дороговизной и революционной новизной.

Если теперь рассмотреть возможности методов прямых измерений как оперативных, так и не оперативных, то в свете сформулированной концепции экологического мониторинга воздушного бассейна индустриального центра они лишь частично могут решить первую из трех задач, поскольку прямые измерения проводятся в приземном слое атмосферы. При этом в сети Госгидромета заборы проб берутся в настолько ограниченном числе точек, что с их помощью нельзя составить реальную картину распределения загрязнителей даже в приземном слое атмосферы (средние расстояния между этими точками составляют километры).

Из сказанного следует вывод о том, что проблема экологического мониторинга воздушного бассейна индустриального центра не может быть решена без применения методов дистанционного зондирования атмосферы. При этом было бы неправильным полностью отказаться от использования методов прямых измерений. Однако их роль должна сводиться прежде всего к калибровке аппаратуры для дистанционного зондирования как в приземном слое атмосферы, так и на различных высотах, где информация от прямых методов может получаться с летательных аппаратов (самолеты, вертолеты, дельтапланы, дирижабли, аэростаты).

Именно такой подход к проблеме реализуется Институтом оптики атмосферы при разработке автоматизированной системы экологического мониторинга воздушного бассейна г. Кемерово, где главную роль играют методы лазерного зондирования параметров атмосферы, обеспечивающие получение пространственного разрешения порядка нескольких десятков методов по крайней мере в нижнем километровом слое атмосферы. Одновременно также предусмотрен мониторинг температурных инверсий с помощью систем акустического зондирования. Аналогичные работы разворачиваются и для других городов.

Отдельно следует остановиться на проблеме штрафных санкций против предприятий, загрязняющих атмосферу вредными, а иногда и опасными компонентами выбросов. Эта проблема может быть решена объективно только с использованием дистанционных и прежде всего лазерных методов мониторинга. И только такими методами можно добиться существенного уменьшения количества вредных выбросов в атмосферу из труб организованных и неорганизованных источников загрязнений.

Перейдем теперь к рассмотрению вопроса о дальнейшем развитии проблемы экологического мониторинга воздушных бассейнов индустриальных центров в масштабе страны. Исходя из сформулированной выше концепции и опираясь на опыт разработки методов и технических средств лазерного экологического мониторинга Института оптики и атмосферы и мощного СКБ научного приборостроения «Оптика», составляющего вместе с Институтом Научнотехнический комплекс «Институт оптики атмосферы» СО АН СССР, нетрудно сформулировать пути решения рассматриваемой проблемы.

В качестве первого этапа мы предлагаем разработку и внедрение в практику варианта автоматизированной системы для г. Кемерово и других городов, с которыми имеются или в ближайшее время появятся соответствующие хозяйственные договоры.

Параллельно с первым этапом, но с некоторым сдвигом по времени должен развиваться второй этап, в течение которого наш научно-технический комплекс разрабатывает типовой вариант экологического мониторинга воздушного бассейна индустриального центра и передает для промышленного тиражирования Международному научно-производственному объединению «Зонд», головной организацией и инициатором создания которого является Институт оптики атмосферы. МНПО «Зонд» выпускает первые 8—10 комплектов для установки их в наиболее «горячих» индустриальных центрах страны.

Третий и последующие этапы замыкаются на МНПО «Зонд». Государственным заказчиком при этом выступает Госкомприрода. Финансирование соответствующих закупок частично осуществляется за счет целевых бюджетных средств комитета, частично за счет местных советов. Хотелось бы подчеркнуть, что предлагаемый вариант решения проблемы экологического мониторинга экономически наиболее целесообразен.

Наконец рассмотрим проблемы мезомасштабного и глобального экологического мониторинга, например такие, как трансграничные переносы загрязнений в атмосфере, изучение процессов деструкции озонного слоя атмосферы и им подобные. В решении этих проблем роль дистанционных методов зондирования атмосферных параметров, поверхностных слоев океанов, морей, озер и рек, а также земной поверхности трудно переоценить. И здесь по совокупности возможностей бесспорно вне конкуренции методы лазерного зондирования.

Решение этих сложнейших проблем требует разработки методов и технических средств зондирования из космоса, с самолетов, кораблей и наземных станций многоцелевого назначения. При этом самолетные, корабельные и наземные системы одновременно с дистанционным зондированием должны выполнять задачи подспутниковых полигонов для калибровки соответствующих космических систем. Назовем условно такую систему «Этажерка» и подчеркнем, что в НТК «Институт оптики атмосферы» завершено создание первого советского космического лидара, созданы и успешно в течение многих лет эксплуатируются другие компоненты этой системы. Ее дальнейшее развитие требует специального финансирования.

В заключение следует подчеркнуть, что системы экологического мониторинга, и в первую очередь его лазерные дистанционные методы, сегодня объективно имеют не только огромное социальное, но и не меньшее экономическое значение прежде всего потому, что надежный экологический мониторинг обеспечит существенное уменьшение выбросов вредных и опасных веществ в окружающую среду и тем самым соответственно уменьшит наносимый загрязнениями экономический ущерб. Кроме того, оперативный контроль вредных выбросов непосредственно из труб организованных источников обеспечивает решение важной задачи оптимизации технологических процессов и прежде всего процессов сжигания топлив. Например, критерием такой оптимизации может служить концентрация угарного газа, выбрасываемого из труб.

К сказанному также необходимо добавить, что как по методологии, так и по техническим средствам получение оперативной информации о массивах данных о погодообразующих параметрах атмосферы и о загрязняющих ее компонентах практически ничем не отличается. Говоря другими словами, указанные две проблемы могут и должны решаться одновременно с использованием в значительной степени одних и тех же средств, тем более, что одни и те же параметры атмосферы могут играть как роль погодообразующих, так и загрязняющих компонент, например водяной пар и другие газовые компоненты, а также аэрозоли.

7.2. Комплексные программы

Как уже неоднократно отмечалось, с каждым годом стремительно усиливается процесс объединения усилий различных коллективов, занятых в исследовании атмосферных процессов. Это объединение идет по разным направлениям как внутри крупных институтов, так и между группами, работающими в различных учреждениях и ведомствах в национальных и международном масштабах. С другой стороны, оно преследует цели использования различных методов и технических средств, базирующихся на земле, кораблях, самолетах и космических бортах.

Некоторые примеры комплексных программ мы уже рассмотрели в предыдущих главах. Придавая большое значение этой прогрессивной тенденции развития науки, в данной главе приведем новые наиболее современные комплексные программы, уже реализующиеся или сформированные и готовые к осуществлению.

7.2.1. Примеры крупных межгосударственных программ

В качестве наиболее яркого примера крупных межгосударственных программ, имеющих прямое отношение к предмету данной монографии, назовем проект «Евротрэк» программы «Эврика», в которой участвуют 20 западно-европейских государств. Основная цель этого проекта связана с проблемами экологического мониторинга окружающего пространства с особым акцентом на изучение процессов в нижних слоях атмосферы.

Прежде всего мы перечислим названия подпроектов «Евротрэк», имеющих наиболее близкое отношение к проблемам дистанционного оптического зондирования атмосферы: 1. Исследования озона в тропосфере (координатор проф. Дитер Клей, Германия); 2. Совместное общеевропейское развитие перестраиваемой диодной лазерной абсорбционной спектроскопии для измерений спектров малых атмосферных газов (координатор проф. Франц Слемр, Германия); 3. Исследования проблем окружающей среды в тропосфере с использованием лазерного зондирования (координатор доктор Жак Пелон, Франция); 4. Оптическая абсорбционная спектроскопия тропосферы (координатор доктор Д.-П. Памерц, Франция).

Приведем также руководящие органы проекта:

1. Международный исполнительный комитет (председатель доктор Гёран Перссон, Швеция); 2. Научно-организационный комитет (председатель доктор Ивар Изаксен, Норвегия); 3. Международный научный секретариат (председатель проф. Вольфганг Зейлер, Германия).

Координационная деятельность каждого из подпроектов осуществляется координационным бюро, члены которого представляют различные страны. Указанное бюро систематически проводит рабочие совещания, на которых заслушиваются научные доклады и сообщения, принимаются соответствующие организационные решения. Далее мы приведем в качестве примера описание одного из перечисленных выше подпроектов.

7.2.2. Исследования проблем окружающей среды в тропосфере с использованием лазерного зондирования

Описание этой программы приведем, следуя докладу ее координатора доктора Жака Пелона, сделанному на 15-й Международной конференции по лазерному зондированию [15], на труды которой мы неоднократно ссылались в предыдущих главах монографии.

Во введении автор дает описание целей проекта «Евротрэк» и задач части этого проекта, связанной с исследованием тропосферного озона методами лазерного зондирования с акцентом на изучение влияния на озон антропогенных факторов. При эгом подчеркивается, что первоначальные цели связаны с необходимостью разработки новых лидарных систем, которые бы обеспечивали получение надежной информации наземными и самолетными системами в локальных и синоптических масштабах. Вторая задача направлена на объединение всех имеющихся разрозненных сил и средств в этом направлении.

7.2.2.1. Основное содержание проекта

В связи с тем что концентрация молекул озона может существенно варьировать в планетарном пограничном слое атмосферы и в свободной тропосфере как в сильно загрязненных районах, так и в большом удалении от них, необходимо изучить основные причины этого факта, имея в виду и влияние антропогенных факторов, и перенос воздушных масс в горизонтальных направлениях, и выбросы их из стратосферы в тропосферу.

Для решения указанной проблемы необходимо иметь инструменты, обеспечивающие получение данных с высоким временным и пространственным разрешением достаточной точности как в локальных, так и синоптических масштабах. Лидары, бесспорно, способны удовлетворить этим требованиям. Тем не менее необходимы определенные усилия, направленные на то, чтобы на стадии первой фазы проекта провести согласование методик, проведение соответствующих сравнений различных лидаров при их одновременном использовании в одном месте.

На второй фазе проекта должна быть развита стандартизованная система лидаров дифференциального поглощения, как наиболее перспективная для зондирования озона. Изготовленные по этой системе лидары должны осуществлять рутинные измерения в масштабах Европы. Проект эффективно стартовал с начала 1989 г. Первая фаза его будет продолжаться четыре года. Все группы, официально участвующие в ней и приведенные ниже, имеют задачи по созданию лидарных систем, проведению теоретических и экспериментальных исследований, результаты которых будут подвергаться соответствующей совместной экспертизе.

Участвующие в проекте группы на первой стадии его реализации, представлены ниже.

I. Озон с помощью лидаров ультрафиолетового диапазона.

1. 4-я гармоника АИГ Nd-лазера с ячейками рамановского сдвига.

1) Л. Стефанутти, В. М. Сакко, М. Моранди. Институт электромагнитных исследований, Флоренция, Италия.

2) Г. Вейткамп, В. Микаэлис, ГКСС — Исследовательский центр Геестхахта, Геестхахт; Германия.

3) М. Г. П. Милтон, П. Т. Вудз, Национальная физическая лаборатория, Педдингтон, Великобритания.

4) А. Сэннессон, Д. П. Суарт, РИВМ, Национальный институт по защите здоровья человека от воздействия окружающей среды, Билтховен, Нидерланды.

5) Г. Анселлент, Дж. Пелон, Г. Межи. Аэрологическая служба, Париж, Франция.

2. Эксимерные лазеры с ячейками рамановского сдвига.

1) В. Карнет, Фраунгоферовский институт атмосферных исследований, Гармиш—Партенкирхен, Германия.

2) Г. Эднер, С. Сванберг. Лундовский институт технологии, Лунд, Швеция.

3) Дж. Бёзенберг, Макс—Планк институт метеорологии, Гамбург, Германия.

II. Озон с помощью диапазона длин волн 9... 11 мкм.

1) М. Эндерман, В. Клейн, Баттелле институт, Франкфурт-на-Майне, Германия.

2) Р. Барбини, Е. Палуччи, ЕНЕА КРЕ ТИБ—ФИЗ, Фраскати, Рим, Италия.

Таким образом, в трех лидарных направлениях участвуют 10 групп из шести западно-европейских стран. В числе важных задач, стоящих перед этими группами, перечислены следующие:

1. Измерение озона с помощью ультрафиолетовых лазеров в присутствии аэрозолей.

2. Измерение озона в присутствии мешающих газов.

3. Измерение озона с помощью ИК-лидаров в планетарном пограничном слое, где аэрозольное наполнение имеет важное значение.

7.2.2.3. Технические требования проекта

Теоретические исследования и практический опыт использования существующих лидаров указывают на многочисленные возможности улучшения их потенциала при соответствующих изменениях в методологии, технологии, обработке данных и др. применительно к зондированию озона. Ниже дается краткая характеристика этих возможностей.

Выбор длин волн. При выборе пары аналитических линий для зондирования концентрации молекул озона необходимо учитывать следующие моменты: а) типы присутствующих в атмосфере аэрозолей и характеристики их рассеивающих свойств; б) диапазон изменений концентрации молекул озона и требуемое пространственное разрешение; в) концентрации и спектральные характеристики других газов, спектры которых перекрываются со спектром озона.

Спектральная фильтрация детекторов. При дневных измерениях важным является исключение влияния фона, обусловленного рассеянием. В ультрафиолетовом диапазоне использование узких интерференционных фильтров значительно менее эффективно, чем применение спектрометров, обеспечивающих одновременное измерение на нескольких длинах волн.

Выбор лазерных источников. Наибольшее распространение к настоящему времени получили перестраиваемые лазеры на красителях, накачиваемые лазерами на алюмоиттриевом гранате. Однако их дальнейшее использование становится проблематичным в связи с их ненадежностью в эксплуатации и технической сложностью. Другие лазерные источники, которые могут быть предложены для целей зондирования озона: эксимерные на KrF с кюветами, заполненными или водородом, или дейстерием и обеспечивающими необходимые сдвиги длин волн излучения за счет явления стимулированного рамановского рассеяния; 4-я гармоника АИГ Nd-лазера с теми же приставками.

Кроме того, при выборе лазерных источников необходимо учитывать оптические элементы сканирующей техники, оптимизацию частоты повторения аналитической пары импульсов и многое другое в техническом и технологическом аспектах, включая надежность, простоту управления, ремонт, массу, габариты и т. п.

7.2.3. Комплексная программа исследования стратосферного и тропосферного озона Института оптики атмосферы

Данная програма иллюстрирует широкие возможности объединения усилий многих лабораторий и групп одного крупного института для решения важной проблемы многопланового изучения озонного слоя стратосферы и тропосферы и его разнообразных взаимодействий с аэрозолем, многочисленными газовыми компонентами как естественного, так и антропогенного происхождения при различных метеорологических и синоптических условиях, включая взаимодействие стратосферы с тропосферой, а также межуровневые корреляции как в планетарном пограничном слое, так и на различных высотах свободной тропосферы и стратосферы.

В программе используются различные методы и технические средства, включая наземные стационарные и мобильные лидарные комплексы, наземные лазерные системы измерения концентраций озона и большой совокупности различных газов, богато оснащенная самолет-лаборатория, радиозонды, озонозонды и т. д. Принципиальными в этой программе являются условия ее реализации при одновременном использовании всего многообразия методов и технических средств.

Ниже дается краткое описание включенных в эту программу на конкурсной основе научно-исследовательских проектов (НИН), первые два из которых являются стержневыми. По этой причине они будут описаны более подробно, чем остальные.

НИП-1. Исследование процессов обмена между стратосферным и тропосферным озоном, а также пространственно-временной корреляции между озоном и аэрозолем с использованием лидарных измерений их профилей в тропосфере и нижней стратосфере.

Описываемый проект, как и все остальные, рассчитан на три года (1991... 1993) и имеет целью получение соответствующих статистически обоснованных данных. Для его реализации предполагается использование двух лидарных систем: 1. Стационарный лидарный комплекс с диаметром зеркал приемных телескопов 0,5 и 2,2 м, эксимерным и твердотельным лазерами с длинами волн излучения в интервале от 266 до 532 нм; 2. Мобильный лидар с диаметром приемного зеркала телескопа 0,5 м, эксимерным и твердотельным волн излучения в гом же диапазоне волн.

Имея в виду, что в интервале длин волн от 266 до 532 нм предполагается использование некоторых длин волн с применением как умножения частот, так и рамановских ячеек, в качестве решаемых задач в этом НИП мы имеем во всем интервале высот зондирования от 0 до 30 км: 1) получение вертикальных профилей концентрации молекул озона; 2) вертикальных профилей всех микрофизических параметров аэрозолей, а именно концентрацию частиц, их распределения по размерам, компоненты комплексного показателя преломления и, возможно, форму частиц; при этом предполагается использовать также поляризационные приставки, обеспечивающие как минимум определение линейно- и кроссполяризованных составляющих эхо-сигналов и, следовательно, степень их деполяризации; (3) высокоточечное разделение эхо-сигналов на аэрозольную и рэлеевскую компоненты с использованием данных о микрофизических параметрах аэрозолей; 4) восстановление надежных количественных данных о вертикальных профилях плотности и температуры на основе данных о рэлеевской компоненте эхо-сигналов.

Кроме того, мобильная лидарная система планируется быть использованной не только в месте стояния стационарного лидарного комплекса, и, следовательно, все указанные выше данные могут быть получены также для планетарного пограничного слоя и свободной тропосферы в других характерных регионах.

Понятно, что для успешной реализации этого проекта потребуется своевременная гигантская работа теоретиков по численному моделированию результатов зондирования и в особенности по решению большой совокупности некорректных обратных задач, а также соответствующей статистической обработки результатов зондирования.

НИП-2. Исследования содержания озона и других малых газовых компонент атмосферы в ее пограничном слое с использованием газоанализатора на основе перестраиваемых СО₂-лазеров.

Для выполнения этого проекта будут использованы две модификации метода длинных трасс дифференциального поглощения: 1) стационарная трасса с ретрорефлектором (общая длина 1,2 км); 2) мобильная система. В обоих будут использоваться лазеры на CO₂, перестраиваемые по частоте с помощью нелинейных монокристаллов ZnGeF₂ и AgGeSe₂, технология роста которых разработана в Институте оптики атмосферы.

Указанные кристаллы позволяют умножать и смешивать частоты CO_2 -лазеров и, следовательно, синтезировать линии излучения, совпадающие с центрами линий поглощения анализируемых газов. Более того, в обоих системах предусматривается возможность лазерного газового анализа с использованием видимого и ультрафиолетового диапазонов, что существенно повысит концентрационную чувствительность измерений прежде всего озона, а также других важных газовых компонент, таких как NO, SO₂ и др.

В течение 1991 г. планируется проведение рутинных измерений концентрации следующих газов: O₃, NH₃, C₂H₄, H₂O, CO, CH₄, CH₃OH, C₆H₆, C₄H₆, C₄H₈, C₂Cl, C₂HCl₃, CClF, C₂Cl₃F₃ и одновременно модернизация газоанализаторов с целью проведения в 1992 г. дополнительно измерений концентрации NO, N₂O, NO₂, C₃H₈, H₂CO, HCl и, наконец, дополнительная модернизация газоанализаторов, обеспечивающая в 1993 г. проведение измерений концентрации всей совокупности приоритетных газов проекта «Евротрэк», включая альдегиды кетоны, PAN и H₂O₂.

Стационарная трасса в этом проекте расположена в непосредственной близости от стационарного лидарного комплекса НИП-1, а мобильная система, как в первом проекте, наряду с измерениями, одновременно проводимыми на стационарной трассе, может быть использована в любом характерном регионе.

НИП-3. Исследование вертикальных профилей температуры, влажности и аэрозоля атмосферы в пограничном слое (до 1... 1,5 км) и в более высоких слоях (до высот 5... 10 км). Цель этого проекта связана с систематическими одновременными измерениями вертикальных профилей температуры, влажности и аэрозоля в пограничном слое атмосферы в течение 1991 г. с одновременной модернизацией мобильного КР-лидара для перехода в ультрафиолетовый диапазон и соответствующего поднятия потолка зондирования с последующими циклами рутинных измерений.

НИП-4. Исследование анизотропии рассеяния в перистых облаках.

Задача этого проекта состоит в получении статистически обеспеченных данных о вертикальных профилях всех четырех компонент вектор-параметра Стокса с применением ранее созданной уникальной методологии. С использованием рядов наблюдений матрицы обратного рассеяния далее предполагается проведение поиска прогноза матрицы рассеяния и микрофизических характеристик аэрозольного ансамбля частиц по данным о матрице обратного рассеяния.

НИП-5. Лазерный мониториг тропосферного аэрозоля и его переноса во взаимосвязи с исследованиями озона.

В результате выполнения проекта предполагается получение данных систематического зондирования аэрозолей (коэффициенты рассеяния на длинах волн 1064 и 532 нм), его суточной и синоптической изменчивости, переноса в сопоставлении с данными зондирования скорости ветра на высотах до 1—3 км и синхронными данными измерений озона и метеорологических параметров.

НИП-6. Исследование вертикального распределения озона в месте нахождения стационарных комплексов первых двух проектов методами запусков озонозондов и радиозондов.

Этот важный вспомогательный проект имеет целью обеспечение данных о концентрации молекул озона, водяного пара, о температуре, давлении и скорости ветра при получении их одновременно с данными по первым двум проектам. Кроме того, в этом проекте предусмотрено использование синоптической информации для интерпретации результатов исследований.

НИП-7. Самолетный мониторинг озона, газовых и аэрозольных составляющих над территорией различных регионов.

В этом проекте планируется получение данных о концентрации молекул озона и многих других газов, получаемых различными контактными методами, а также профилей аэрозолей с помощью лидара как в районе основного лидарного комплекса, так и в других характерных регионах в течение 1991 г. В последующих летных экспедициях на борту самолета-лаборатории предполагается установка лидара, обеспечивающего получение профилей озона и, возможно, некоторых других газовых компонент атмосферы.

НИП-8. Анализ и алгоритмы априорных и апостериорных ошибок в лидарных и комплексных измерениях озона и других газов.

Цель этого проекта — в течение 1991 г. проанализировать и промоделировать ошибки лидарного измерения концентрации газов,

найти алгоритмы лидарного самоопределения ошибок, компенсации инерционности и малоразрядности, изучить возможность применения марковской фильтрации, а также, участвовать в обработке результатов комплексных экспериментов. В последующие годы планируется существенное расширение моделирования задач комплексного мониторинга атмосферы различными наземными, самолетными и космическими средствами.

НИП-9. Метеорология приземного слоя атмосферы.

В этом проекте предусмотрено метеорологическое сопровождение измерений концентрации различных газов в приземном слое атмосферы (НИП-2), включая измерения потоков тепла и влаги и установление корреляций между концентрацией газов и метеорологическими параметрами атмосферы. При этом должны быть проработаны вопросы создания и использования измерителей потоков тепла, влаги, количества движения воздуха для определения температурно-ветровой стратификации всего приземного слоя.

НИП-10. Исследование спектров поглощения озона и компонент озонного цикла с высоким разрешением с целью получения высокоточных данных о параметрах спектральных линий колебательно-вращательных полос в ИК-диапазоне и определение наиболее перспективных участков спектра для практического использования при лазерном газоанализе этих газов.

Данный проект основан на использовании развитой в Институте оптики атмосферы методологии, обеспечивающей получение высокоточных данных о тонкой структуре колебательно-вращательных спектров атмосферных газов. В частности, в 1991 г. будут получены соответствующие данные для молекул О₃, CO, CO₂, NO, NO₂, CH₄, HCl, HF, H₂O, а также молекул фрионов. В последующие годы список молекул будет расширен в соответствии с требованиями НИП-1 и НИП-2.

НИП-11. Измерение спектральной зависимости аэрозольной составляющей прозрачности атмосферы в приземном слое атмосферы в диапазоне длин волн 0,4... 13 мкм в интересах НИП-2.

Цель этого проекта связана с возможностью экспрессного получения данных об объемных коэффициентах аэрозольного ослабления в указанном диапазоне волн с использованием трассового спекрофотометра, а также нефелометра. Полученные таким способом данные, с одной стороны, обеспечат контроль за возможными изменениями аэрозольного наполнения стационарной трассы НИП-2, с другой стороны, они будут использованы для количественной интерпретации данных измерений концентрации соответствующих газов.

В заключение еще раз подчеркнем, что неукоснигельным условием выполнения всей программы является обязательность проведения соответствующих полевых измерений в одно и то же время и, главным образом, в одном и том же месте. В тех же случаях, когда измерения с помощью самолета-лаборатории и мобильных систем будут проводиться в других регионах, их программы будут формироваться под флагом той же идеи максимальной концентрации используемых методов и технических средств.

Понятно также, что в процессе выполнения программы могут возникнуть новые НИП или контракты с дирекцией программы на выполнение отдельных заданий, которые, кстати, уже прелусмотрены в описанных НИП-1 и НИП-2.

Приведенные здесь 11 научно-исследовательских проектов будут выполняться силами девяти лабораторий Института, не считая контрактов по отдельным заданиям. Нам представляется, что такой подход к объединению усилий различных коллективов крупного института для решения рассматриваемой проблемы приведет к принципиально важным результатам при наименьших финансовых затратах. Немаловажным также является и консолилация усилий различных коллективов на здоровой основе.

7.3. Лазерное зондирование атмосферы из космоса

Применение лазеров для дистанционного исследования протекающих в атмосфере процессов имеет значение, которое трудно переоценить и одновременно с этим практическая реализация самой идеи требует преодоления значительных технических и технологических трудностей.

Говоря о значимости развития этого направления, прежде всего следует подчеркнуть принципиальную возможность в случае успеха получения данных о профилях, а следовательно, и о полях различных физических параметров атмосферы с высоким пространственным и временным разрешением. Именно такие данные крайне необходимы для решения проблемы надежности краткосрочных и в особенности долгосрочных прогнозов погоды. Одновременно лазерное зондирование атмосферы из космоса обеспечит получение данных о динамике ее заполнения продуктами индустриальной деятельности человека, а также компонентами естественного происхождения, например от извержений вулканов.

Основные технические трудности практической реализации методов лазерного космического зондирования атмосферы связаны прежде всего с жесткими требованиями, предъявляемыми к лидарной технике, которые усугубляются недостатком энергии на космических бортах и соответствующими ограничениями на массу и габариты бортовых систем. Поэтому неудивительно, что, хотя космические лидары разрабатываются в США уже около десяти лет, до сих пор еще ни один лидар не побывал в космосе. В 1979 г. на 9-м Международном симпозиуме по лазерному зондированию атмосферы (г. Мюнхен) одна из сессий была посвящена резуль-татам уже проведенной детальной проработки вариантов космических лидаров для зондирования различных параметров атмосферы. На 13-м Международном симпозиуме по лазерному зондирова-

нию, проведенном в августе 1986 г. в г. Торонто [3], первая сессия была посвящена вопросам космических лидаров, как и первые сессии тематической конференции «Лазеры и оптическое дистанционное зондирование», проведенной Американским оптическим обществом в штате Массачусетс в 1987 г. [11], и 15-й Международной конференции по лазерному зондированию атмосферы (23... 27 июля 1990 г., г. Томск) [4]. Основные итогн этих сессий мы рассмотрим ниже. А пока лишь отметим, что запуск первых космических лидаров планируется в 1992—1993 гг.

Перейдем теперь к рассмотрению некоторых результатов численного моделирования ожидаемых результатов лазерного зондирования атмосферы из космоса. Первые данные в этом направлении применительно к зондированию аэрозолей из космоса были получены в Институте оптики атмосферы еще в 1970 г. [1, 2]. Для заданной более или менее реалистической модели аэрозолей были получены профили ожидаемых эхо-сигналов для различных длин волн, нормированные на мощность зондирующего импульса. Расчет проводился для случая пространственного разрешения 5 км, диаметра приемного зеркала лидара 1 м и энергии зондирующего импульса 1 Дж.

Для длины волны излучения рубинового лазера 0,69 мкм для указанных выше условий основной результат моделирования говорил о том, что при использовании одного зондирующего импульса возможно получение профиля эхо-сигнала от аэрозолей и рэлеевского рассеяния для высот 0... 30 км, в интервале которых реализуется бо́льшая доля аэрозольного вещества атмосферы. Из этого же результата однозначно следует вывод о том, что любые облака, встречающиеся в указанном интервале высот, будут давать существенно более высокие значения эхо-сигналов. Можно сказать, что лазерное зондирование верхней части облаков любого яруса из космоса — одна из наиболее простых задач.

Результаты численного моделирования возможности лазерного зондирования из космоса главнейшей газовой компоненты атмосферы — водяного пара — подробно рассмотрены в гл. 6. Приведенные там данные показывают, что с использованием трех пар линий поглощения H₂O в районе 3 мкм для всей толщи стратосферы ошибки восстановления профилей влажности не превышают 10 %. Зондирование профилей влажности в тропосфере может осуществляться на всех высотах в зимнее и на высотах больше 5 км в летнее время с погрешностями меньше 10 % при использовании космического лидара, разрабатываемого по проектам НАСА С: высота лидара над уровнем моря 200 км, пространственное разрешение 1 км, энергия зондирующего импульса 0,1 Дж, диаметр приемного зеркала 1,2 м, эквивалентная мощность шума 1,03 · 10⁻¹⁵ Вт.

Таким образом, результаты проведенного нами численного моделирования говорят о весьма высоких потенциальных возможностях лазерного зондирования и профилей, и полей влажности тропосферы и стратосферы с использованием гармоник излучения СО- и СО₂-лазеров в области 3 мкм. Рассмотрим теперь результаты первой сессии 13-го Международного симпозиума по лазерному зондированию атмосферы, проведенного в августе 1986 г. в Канаде. Эта сессия была посвящена проблеме «Космические лидары— новые применения». Наибольший интерес представляют доклады [9, 10, 12, 16].

В приглашенном докладе Лутца [12] дан обзор деятельности Европейского космического агентства, связанной с проблемой лазерного зондирования атмосферы и дальнометрирования из космоса. В марте 1984 г. состоялось рабочее совещание по проблеме использования лазеров в космосе и их технологии, которое выработало долгосрочную программу. В январе 1985 г. государства члены агентства утвердили разработанный план, предполагающий создание европейского носителя с продолжительностью полетов до шести месяцев.

Первый этап программы ориентировался на запуски в марте и октябре 1988 г., второй этап — 1995 г. Планировалось использование космических лидаров для зондирования профилей объемных коэффициентов обратного рассеяния, влажности по дифференциальной методике, вектора скорости ветра на основе когерентного гетеродинного приема.

Приглашенный доклад Курана [9] посвящен обзору программ НАСА по космическому зондированию атмосферы, океанов и земных покровов по некоторым позициям почти до конца тысячилетия. В части программ, связанных с использованием космических лидаров, центры НАСА особое внимание уделяют зондированию водяного пара и ветра, а также изучению облаков, пограничного слоя, измерению метеопараметров и исследованию атмосферного озона.

Доклад Р. Хаффакера [10] представляет анализ состояния дел с технологией когерентных лидаров для зондирования скорости ветра. В нем дается обзор имеющихся данных об объемных коэффициентах обратного рассеяния, обращается внимание на их явный недостаток для южного полушария, подчеркивается, что НАСА ставит задачу создания глобальной модели распределения этой величины как важнейшей компоненты в достижении успеха в решении проблемы космического зондирования ветра.

Вторая компонента успеха связана с лидарами, лучший из которых использует СО₂-лазер с энергией в импульсе 2 Дж и частотой их следования 50 Гц. О нем мы уже говорили выше. Однако для применения из космоса, по утверждению автора, необходимо энергию в импульсе излучения довести до 10 Дж, что в ближайшее время считается реальным.

Наконец, в докладе В. Ренгера и других авторов из ФРГ [16] изложены задачи западногерманской программы по лазерному зондированию атмосферы, ориентированной на использование американской космической лаборатории. Эта программа была запланирована для реализации на 1988 г.

Основные параметры создаваемого лидара: твердотельный АИГ Nd-лазер с энергией 400 мДж на длине волны 1064 нм и 120 мДж на длине волны 532 нм с частотой следования импульсов

10 Гц; приемный телескоп кассегреновского типа с диаметром зеркала 50 см и углом поля зрения в пределах 0,2... 1 мрад.

С помощью указанного лидара планируется получение информации в глобальном масштабе о следующих параметрах атмосферы:

i) Высота верхней границы облаков;

2) Высота планетарного пограничного слоя;

3) Оптическая толща и высота нижней границы низкой и средней плотности облаков;

4) Дискриминация фазового состава облаков (кристаллические, водные);

5) Высота тропопаузы;

6) Тропосферные аэрозоли;

7) Стратосферные аэрозоли.

В качестве подготовки аппаратуры к запуску в космос планируются соответствующие наземные испытания.

На организованной Американским оптическим обществом тематической конференции «Лазеры и оптическое дистанционное зондирование», проведенной в 1987 г. [11], были представлены приглашенные доклады [14, 15], оба из Лэнгли исследовательского центра НАСА. Первый из этих докладов посвящен итогам концептуального анализа проблемы лазерных источников для космических систем, порученной Лэнгли исследовательскому центру. Анализ включает использование всех достижений государственных, университетских и индустриальных учереждений, имеющих отношение к проблеме, включая задачи роста материалов, инфракрасных детекторов, лабораторных испытаний и т. п. с акцентом на использование твердотельных лазеров. Подчеркивается, что в течение последних двух лет программа сфокусировала свое внимание на сапфир с титаном, как основное рабочее тело космического лазера.

В докладе [15] приводится обстоятельное описание космического лидара многоцелевого назначения, методология которого разработана в Лэнгли исследовательском центре, а в его создании принимают также участие Годдор и Маршалл космические центры НАСА. В качестве источника излучения используется твердотельный лазер АИГ Nd с энергией в импульсе не менее 1 Дж на основной длине волны 1,06 мкм с частотой следования импульсов от 1 до 10 Гц, а также 2-я и 3-я гармоники: длины волн соответственно 0,532 и 0,355 мкм с энергией в импульсах в 400 мДж во 2-й гармонике и 150 мДж — в 3-й. Приемное зеркало телескопа 1 м в днаметре. Первый запуск лидара планировался в начале 90-х годов, второй — через два года. Вся система лидара содержит 14 функциональных блоков, надежность и требуемая точность работы которых должна удовлетворять требованиям многоразового использования.

На 15-й Международной конференции по лазерному зондированию [4] состоялось два приглашенных доклада [13, 7] и ряд сообщений, посвященных последним достижениям в области лазерного зондирования атмосферы из космоса. Руководитель отделения атмосферных наук Лэнгли исследовательского центра НАСА и лидер рассматриваемого направления доктор МакКормик в пленарном докладе [13] сделал обстоятельный обзор соответствующих программ, ведущихся за последние 17 лет в США, Западной Европе и Японии. Приведем наиболее крупные из них: NASA's Spacelab and Shuttle; ESA/NASA/Japan. Earth Observ. System, в составе которых содержатся важные тематические разделы, имеющие прямое отношение к исследованиям атмосферы из космоса, а именно: Исследование атмосферы с помощью бортовых лазеров Спэислаб; Лидарная атмосферная исследовательская программа системы «Шаттл»; программа Европейского космического агентства по применению лазеров; Лидарный атмосферный зонд и альтиметр; Лазерный зонд атмосферного ветра.

В порядке реализации этих программ начиная с 1998 г. планируется запуск полярных платформ НАСА Европейским космическим агентством и Японией с высотами орбит 700—800 км, а также другие запуски. Что касается ближайшей перспективы, то в начале 90-х годов планировался запуск лидара на «Шаттл» на короткое время. Лидар, краткое описание которого мы привели выше [13], планируется к запуску в мае 1993 г. С помощью этого лидара будут получены: вертикальные профили аэрозоля на высотах от 40 км до поверхности Земли с разрешением 1 км; высота планетарного пограничного слоя; высота верхней границы облаков; температура атмосферы в интервале высот 10... 40 км.

В приглашенном докладе от коллективов авторов Института оптики атмосферы, НПО «Энергия», НПО «Радиоприбор» [7] представлено описание первого советского космического лидара, запуск которого планируется на начало 1992 г. Лидар состоит из трех основных блоков: приемнопередающая система, система регистрации лидарных данных и блок контроля — и имеет параметры лазера с длиной волны 532 нм, энергией в импульсе 150 мДж, частотой повторения 0,2 Гц. Малое значение последнего параметра обусловлено размещением лидара в одном из модулей станции «Мир», где обеспечено только воздушное охлаждение.

Перечислим задачи, которые планируется решать с данным лидаром: индентификация облаков над подстилающей поверхностью, определение высоты верхней границы облаков и их оптических свойств; исследование статистической структуры и оптических параметров подстилающей поверхности, в особенности океанов и морей.

Группа французских авторов из двух учреждений в своем докладе [8] представила разработку перспективного космического метеорологического лидара, который предназначен прежде всего для получения данных о верхней границе облачных полей с высоким пространственным разрешением, обусловленным, с одной стороны, большой средней мощностью излучения лазера на АИГ Nd,значительной частотой следования импульсов, с другой стороны, сканированием лазерного пучка в пределах большого угла, при котором может быть охвачена полоса зондирования шириной порядка 1000 км.

Параметры предлагаемого лидара достаточно уникальны: средняя мощность излучения до 10 Вт при энергии импульсов 20 мДж; частота повторения 500 Гц, которая может быть достигнута в ближайшие годы при использовании в качестве накачки диодных лазеров, диаметр телескопа 50 см; поле зрения 0,1 мрад, спектральная ширина 35 пм для длины волны $\lambda = 532$ нм и 150 пм для $\lambda = 1064$ нм; общая оптическая эффективность 0,4 для обеих длин волн.

При указанных параметрах за одно сканирование в конусе угла $\pm 30^{\circ}$ обеспечивается полоса шириной 800 км с пространственным разрешением 1 км.

В качестве второй задачи предлагается определение верхней границы планетарного пограничного слоя в синоптических масштабах.

Время осуществления проекта не приводится в докладе.

Следующий интересный доклад [6] объединяет авторов из двух итальянских, одной голландской и одной германской фирм. Его предмет связан с разработкой уникального лазера для целей космического зондирования. Речь идет о предварительных испытаниях этого лазера на АИГ Nd со следующими параметрами: выходная энергия 0,5 Дж для $\lambda = 1064$ нм и 0,25 Дж для $\lambda = 532$ нм; частота повторения импульсов 20 Гц; время непрерывной работы 3 года; общее число импульсов излучения 10⁹; рабочаяа высота 800 км, полярная орбита. Не вызывает сомнения, что это выдающийся результат.

Подводя итоги сказанному, подчеркнем, что в ближайшие годы следует ожидать запуска первых космических лидаров, рутинное использование которых в конце концов призвано сделать революцию в исследовании атмосферы в глобальном масштабе. Эта революция, в свою очередь, должна внести существенный вклад в решение таких крупнейших проблем, как проблемы надежных прогнозов погоды, оперативной диагностики загрязнений атмосферы в глобальном масштабе, включая их трансграничные переносы, а также в решение значительного количества других важных проблем, для которых существенно необходимо надежное значение протекающих в атмосфере разнообразных процессов.
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К главе 1

1. Белостоцкий Б. П., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. Основы лазерной техники. М.: Св. радио, 1972. 365 с.

2. Берлянд Н. Е. Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1975. — 448 с.

3. Борисова Н. Ф., Василевский К. П., Евстифьев В. В. и др. Молекулярное поглощение атмосферы в областях частот рубинового лазера// V Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (тез докл.). Ч. 2.— Томск: Изд. ТНЦ СО АН СССР, 1978.— С. 214... 217.

4. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.— 536 с.

5. Герцберг Г. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. М.: Изд-во иностр. лит., 1949. 647 с.

б. Гуди Р. М. Агмосферная радиация/Пер. с англ.; Под ред. К. Я. Кондратьева. — М.: Мир. 1966. — 522 с.

7. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — М.: Мир, 1971. — 165 с. 8. Захаров В. М., Костко О. К. Метеорологическая лазерная лока-

ция. - Л.: Гидрометеоиздат, 1977. - 221 с.

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

10. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь, 1981.- 288 с.

11. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д. и др. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле.— Новосибирск: Наука, 1984.— 220 с.

12. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д. Нелинейная оптика атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1989. — 256 с.

13. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех).— М.: Сов. радио, 1977.— 368 с.

14. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Оптика атмосферного аэрозоля.— Л.: Гидрометеоиздат, 1987.— 254 с.

15. Зуев В. Е., Комаров В. С. Статистические методы модели темперагурных и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 264 с.

16. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях.- Новосибирск: Наука, 1980.- 184 с.

17. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1986.-256 с.

18. Зуев В. Е., Макушкин Ю. С., Пономарев Ю. Н. Спектроскопия атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1987. – 247 с.

19. Ивлев Л. С., Андреев С. Д. Оптические свойства атмосферных аэрозолей. — Л.: Изд. ЛГУ, 1986. — 360 с.

20. Каменоградский Н. Е. ,Шишков А. А. Экспериментальные исследования углекислого газа (обзор)//Труды ИЭМ — 1981. — Вып. 10 (84). — **C**. 73. . . 90.

21. Кондратьев К. Я. Комплексный энергетический эксперимент (обзор, 1970... 1972 гг.). — Обнинск: ВНИИГМИ — МЦД, 1973.

22. Кондратьев К. Я., Бадинов И. Я., Ивлев Л. С. и др. Аэрозольная структура тропосферы и стратосферы//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1969.— Т. 5, № 5.

23. Кондратьев К. Я., Васильев О. Б., Ивлев Л. С. и др. Влияние аэрозоля на перенос излучения: возможные климатические последствия.--Л.: Изд. ЛГУ, 1973.— 266 с.

24. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В. Атмосферный аэрозоль. — Л.: Гидрометеоиздаг, 1983. — 224 с. 25. Кондратьев К. Я., Поздняков Д. В. Аэрозольные модели

атмосферы — М.: Наука, 1981.— 103 с.

26. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. — Новосибирск: Наука, 1982. — 198 с. 27. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптические модели атмосферного

аэрозоля. Томск: Изд. ТНЦ СО АН СССР, 1986. 294 с.

28. Лазерный контроль атмосферы//Под ред. Е. Д. Хинкли.— М.: Мир, 1979.— 416 c.

29. Мак-Картни Э. Оптика атмосферы.— М.: Мир, 1979.— 422 с. 30. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.— 639 с.

31. Межерис Р. Дистанционное зондирование атмосферы.— М.: Мир. 1987.— 550 c.

32. Мелфи С. Х. Дистанционное зондирование для управления качеством воздуха//Лазерный контроль атмосферы/Под ред. Е. Д. Хинкли.— М.: Мир, 1979.— C. 22. . . 44.

33. Оптика атмосферы и аэрозоль. М.: Наука, 1986. 224 с.

34. Розенберг Г. В. Вектор-параметр Стокса//УФН.— 1955.— Т. 56, вып. 1. — С. 77. . 110.

35. Розенберг Г. В. Сумерки.— М.: Физматгиз, 1963.— 980 с.

36. Розенберг Г. В. Оптические исследования атмосферного аэрозоля// УФН — 1968.— Г. 95, вын. 1.— С. 159... 208.

37. Розенберг Г. В. Определение микрофизических параметров аэрозоля по данным комплексных оптических измерений//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1976.— Т. 12, № 11.— С. 1159... 1167.

38. Розенберг Г. В., Горчаков Г. и др. Оптические параметры атмосферного аэрозоля//Физика атмосферы и проблемы климата. М.: Наука, 1980.— Č. 216... 257.

39. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз, 1963.- 640 с.

40. Сущииский М. М. Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов. — М.: Наука, 1969. — 576 с.

41. Томсон М. М. Санитарная охрана атмосферного воздуха от загрязнений.— М.: Медгиз, 1959.

42. Хргиан А. Х., Кузнецов Г. И. Проблема наблюдений и исследований атмосферного озона. М.: Изд. МГУ, 1981. 215 с.

43. Шорыгин П. П. Комбинационное рассеяние света вблизи и вдали от резонанса//УФН.— 1973.— Т. 109, № 2.— С. 293... 332.

44. Юнге Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы.— М.: Мир, 1965.— 424 c.

45. Anderson P. W. Pressure broadening in the microwave and infrared regions//Phys. Rev.- 1949.- V. 76, N 5.- P. 647... 661.

46. Drayson S. R. Calculations programms Voigt profile of absorption coefficient//JQSRT.- 1976.- V. 16, N 7.- P. 611... 614.

47. Farlow N. H., Ferry G. V., Lem H. J., Hayes D. M. Latitudinal variations of stratospheric aerosol//Journ. Geophys. Res. - 1979. - V. 84, N C2. -P. 733... 743.

48. Husson N., Chedin A., Scott N. A. et al. The GEISA spectro-scopic line parameters data bank//Ann. Geophys.- 1986.- Fasc. 2, ser. 4.

49. Junge C. E. The cycle of atmospheric gases//Quant. Journ. Roy. Meteorol. Soc.— 1972.— V. 98, N 418.

50. Kneizys F. X., Shettle E. P., Gallery W. O. et al. Atmospheric transmittance/radiance: computer code LOWTRAN 5//Rep. AFCRL-RT-80-0067. AFCRL.- Bedford, Massachusetts, USA, 1980.- N. 697.

51. McClatchey R. A., Fenn R. W., Selly J. E. A. Optical properties of the atmosphere//Rep. AFCRL-71-0279, AFCRL.—Bedford, Massachusetts, USA, 1971.—86 p.

52. McCormick R. A. Meteorological aspect of air pollution in urban and industrial districts//WMO Tech. Note. — 1970. — N 106. — P. 1... 30.

53. Penndorf R. Tables of the refractive index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0 um and their application to atmospheric optics//Journ. Opt. Soc. Am. 1957. V. 47. P. 176... 182.

54. Turco R. P., Whitten R. C., Toon O. B. Stratospheric aerosol: observations and theory//Rev. Geophys. and Space Phys. 1982. V. 20, N 2. P. 233... 279.

55. Went F. W. Organic matter in the atmosphere and its possible relation to petroleum formation//Proc. Nat. Acad. Sci., USA.— 1980.— V. 46, N 29.— P. 212.

К главе 2

1. Андреев Ю. М., Гавриловский В. И., Зуев В. В. Устройство регистрации световых импульсов/А. с. № 1595182 от 22.05.90. 2. Андреев Ю. М., Гейко П. П., Грибеиюков А. И. и др. ИК

2. Андреев Ю. М., Гейко П. П., Грибеиюков А. И. и др. ИК параметрические преобразователи частоты в задачах лазерной спектроскопии атмосферы//Оптика атмосферы.— 1988.— Т. 1, № 3.— С. 20... 27.

3. Астафуров В. Г., Мицель А. А. Особенности обработки лидарных сигналов при измерении газовых примесей атмосферы//Автометрия.— 1984.— № 1.— С. 92... 97.

4. Барисас Л., Лейтер М. Фотометр с субнаносекундным разрешением на основе управляемого по сетке ФЭУ//ПНИ.— 1980.— № 1.— С. 81.

5. Бачериков В. В., Кагайн В. Э., Макаров Ю. А. Фотоприемник с динамическим диапазоном 10⁷ с высоким временным разрешением//ПТЭ.— 1974.— № 6.— С. 166... 168.

6. Берковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н. Вакуумные фотоэлектронные приборы.— М.: Энергия, 1976.— 2342 с.

7. Ветохин С. С., Гулаков И. Р., Перцев А. Н., Резников И. В. Одноэлектронные фотоприемники.— М.: Энергоатомиздат, 1986.— 161 с. 8. Волков В. М., Дмитриев А. В., Иванько А. А. Функциональ-

8. Волков В. М., Дмитриев А. В., Иванько А. А. Функциональные усилители с большим динамическим диапазоном.— М.: Сов. радио, 1976.— 343 с.

9. Гавриловский В. И., Зуев В. В., Правдин В. Л. Специфика восстановления лидарных профилей влажности из аналоговых эхо-сигналов большого динамического диапазона//Оптико-метеорологические исследования земной атмосферы.— Новосибирск: Наука, 1987.— С. 234... 239.

10. Ельников А. В., Маричев В. Н., Царегородцев С. И., Шубин С. Ф. Влияние последействия ФЭУ на форму лидарных сигналов// Труды Х Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (тез. докл.). Ч. 2.- Томск: Изд. ТНД СО АН СССР. 1989. С. 266... 270.

11. Зуев В. Е., Кауль Б. В., Самохвалов И. В. и др. Лазерное зондирование индустриальных аэрозолей. — Новосибирск: Наука, 1986. — 188 с.

12. Иванов В. И., Малевич И. А., Чайковский А. П. Многофункциональные лидарные системы.— Минск: Университетское, 1986.— 286 с. 13. Ильин В. И., Ильин Г. И., Польский Ю. Е. Приеморегистри-

13. Ильин В. И., Ильин Г. И., Польский Ю. Е. Приеморегистрирующая аппаратура импульсного измерителя прозрачности//Тез. докл. V Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию. Томск, ТФ СО АН СССР, 1978. С. 92... 95.

14. Клейнерман Л. М., Кигель Н. В., Гибадуллин Н. С. Устройство автоматического регулирования коэффициента усиления ФЭУ//ОМП.— 1971.— № 1.— С 63... 64.

15. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование.— М.: Мир, 1987.— 550 с.

16. Метлицкий Б. И., Чаянова Э. А. Оптический способ компенсации параметров отраженного импульса лидара//Труды ЦАО.— М.: Гидрометеоиздат, 1977. С. 81. . . 89.

17. Попов Ю. В., Уженков Б. И. Высокочастотная магнитная моду-ляция фототока ФЭУ//ПТЭ.— 1972.— № 2.— С. 158.

18. Попов Ю. В., Уженков Б. И. Методы управления режимом работы фотоэлектронных умножигелей//ОМП. — 1976. — № 2. — С. 65... 71.

19. Справочник по лазерам//Под ред. А. М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1978.— т. 1.

20. Тихомиров А. А. Анализ некоторых полевых диафрагм, сужающих динамический диапазон лидарных сигналов//Тез. докл. VI Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. — Томск. ТФ СО АН СССР. 1980.— C. 53. . . 57.

21. Тихомиров А. А. Классификация аппаратурных методов сжатия динамического диапазона лидарных сигналов и их оценочные критерии//Тез. докл. VII Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы.—

Томск, ТФ СО АН СССР, 1982. С. 173... 176. 22. Шелефонтюк Д. И., Бурков В. В. Аппаратура регистрации лидарных эхо-сигналов//Результаты комплексных экспериментов «Вертикаль-86» и «Вертикаль-87». Томск: Изд. ТНЦ СО АН СССР, 1989. С. 95.

23. Якимович О. Э. Быстродействующее адаптивное фотоприемное устройство//Тез. докл. ХІП Всесоюз. научно-техн. конф. по высокоскоростной фотографии, фотонике и метрологии быстропротекающих ВНИИОФИ, 1987.— С. 86. процессов. — М.:

24. Arshinov Yu. F., Bodrovnikov S. M., Zuev V. E., et al. The account for contribution of false photocounts caused by the PMT after-pulses into Iidar returns.— Abstracts of papers of 12th Int. Laser Radar Conf. (ILRC).—
 Aix-en-Provance, France, August, 1984.— P. 135... 137.
 25. Baer T. M., Head D. F., Sakamoto M. High efficiency diode bar-

pumped solid state laser using a tightly folded resonator.- CLEO Meeting, Baltimore, M. D., April 1989.— 98 p.

26. Cahen J. C., Lesue J. L., Deschamps P., Thro P. Y. Testing the mobile DIAL system for humidity and temperature monitoring//Abstracts of papers of 14th ILRC.— San Candido, Italy, June 20 to 24, 1988.

27. CLEO'89.— Abstracts of papers in advance program of the conference

on laser and electro-optics.— Baltimore, Maryland, April 24... 28, 1989. 28. Diebel D., Bristow M., Zimmerman R. UV DIAL for simulta-neous measurement of tropospheric O₃ and SO₂: optimization of the transmitter section//Abstracts of papers of 15th ILRC.- Tomsk, USSR, July 23... 27, 1990, Part 2. P. 347... 350.

29. Excimer EMG 500 Multigas Laser .- Advertisment of "Lambdo Physic", West Germany, 1980.

30. Maurin T., Devos F. Microprocessor driver ultrafast multichannel event counter//Rev. Sci. Instrum.- 1981.- V. 52, N 11.- P. 1765... 1769.

31. McCormick M. P. Second Int. Lidar Researches Directory/Atm. Sci. Division, NASA Langly Research Center, Hampton, Virginia, 23665, August 1989.

32. McDermid S. High power ground-based lidar for long-term stratospheric and tropospheric ozone measurements//Abstracts of papers of 14th

ILRC.— Innichen — San Candido, Italy, June 20...24, 1988.— P. 388...391. 33. Menyuk N., Killinger D. K. Atmospheric remote sensing of water vapor, NCI and CH₄ using a continuously tunable Co: MgF₂ laser//Appl. Opt.— 1987.— V. 26.— P. 3061.

34. Model-3900 Titanium: Sapphire CW Tunable Laser.— Separate Advertisment of "Spectra-Physics", presented by R. B. M., R. Braumann GmbH, Munchen, W.-Germany, June, 1989.— Printed in USA 11/88. 35. M oult on R. F. Spectroscopic and laser characteristics of Ti: Al₂O₃//

Journ. Opt. Soc. Am.- 1986.- V. 3.- P. 125.

36. Moulton P. F. An investigation of the Co: MgF₂ system//IEEE Journ. Quant. Electron. -- 1985. -- QE-21. -- P. 1582.

37. Papayannis A., Ancellet A., Pelon J., Megie G. Tropospheric ozone DIAL measurements using a Nd : YAG laser and Raman shifts//Abstracts of papers of 14th ILRC.— Innichen — San Candido, Italy, June 20... 24, 1988.— P. 472... 475.

38. Petricevic V., Gayen S. K., Alfano R. R. Chronium-actived forsterite laser//Tunable Solid-State Laser Conf., Edition, May 1...3, 1989.— North Falmauth, Cape Cod, Massachusetts.— P. 48...50.

39. Reed E. A flashlamp-pumped Q-switched Cr:Nd:GSGG laser//IEE Journ. Quant. Electron. — 1985. — QE-21. — P. 1625. 40. Viterbini M., Adriani A., Donfrancesco G. D. Singl photon

40. Viterbini M., Adriani A., Donfrancesco G. D. Singl photon detection and tuning system for a lidar experiment//Rev. Sci. Instrum.— 1987.— V. 58, N 10.— P. 1833... 1839.

41. Welford D., and Moulton P. E. Room-temperature operation of the Co::MgF₂ laser/Paper ME5, CLEO 88, Anaheim, CA, April 25 to 28, 1988. 42. Zanzoterra E. Differential absorption lidar techniques in the determi-

42. Zanzoterra E. Differential absorption lidar techniques in the determination of trace pollutants and physical parameters of the atmosphere//Critical Reviews in Analitical Chemistry.— 1990.— V. 21, Issue 4.— P. 279... 319.

43. Zuev V. E. Laser beams in the atmosphere (transl.).— Consultant Bureau, New York, 1982.

К главе З

1. Аршинов Ю. Ф. и др. Дистанционное зондирование атмосферы и подстилающей поверхности: возможности комплексного исследования пограничного слоя атмосферы дистанционными методами//Оптика атмосферы.— 1989.— Т. 2, № 9.— С. 963... 968

2. Брылев Г. Б., Зусв В. Е., Самохвалов И. В. н др. Об измерении параметров облаков комплексом МРЛС-лидар//Труды ГГО.— 1977.— Вып. 395.— С. 22... 31.

3 Бычков Ю. И., Орловский В. М., Осипов В. В. Особенности работы электроионизационного СО₂-лазера в диапазоне давлений 1—10 атмосфер//Квантовая электроника.— 1977.— Т. 4, № 11— С. 2435... 2441.

4. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами.— М.: Изд-во иностр. лит., 1961.— 536 с.

5. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами.— М.: Мир, 1971.— 165 с.

6. Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров. Сб. статей/Под ред. В. Е. Зуева.— Томск, ИОА, 1979.— 220 с.

7. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Оптика атмосферного аэрозоля.— Л.: Гидрометеоиздат, 1987.— 255 с.

8. Зуев В. Е., Наац И. Э. Обратные задачи оптики атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1990.— 286 с.

9. З у е в В. Е. и др. Лазерное зондирование индустриальных аэрозолей. — Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1986. — 95 с.

10. Зуев В. Е., Кауль Б. В., Самохвалов И. В. Лазерное зондирование промышленной дымки//Распространение оптических воли в атмосфере.— Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1975.— С. 160... 165.

11. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д.. Кузиковский А. В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск; Наука, Сибирское отделение, 1984. — 233 с.

12. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д. Новые методы лазерного зондирования атмосферы на основе нелинейных эффектов//Изв. АН СССР. Сер. Физическая— 1985.— Т. 49, № 3.

13. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д. Нелинейная оптика атмосферы— Л.: Гидрометеоиздат. 1989.— 256 с.

14. Abstracts of papers presented at the 15th Int. Laser Radar Conf. (ILRC). — Tomsk, USSR, July 23... 27, 1990. — Part 1. — 404 p.; Part 2. — 430 p.

15. Alejandro S., Koenig G., Bedo D. et al. SABLE: South Atlantic Backscatter Lidar Experiment//Abstracts of papers of 15th ILRS.— Tomsk, USSR, July 23... 27, 1990.— Part 1.— P. 27... 29.

16. Alekseev A. P. et al. Results of polar stratospheric clouds investigations in the Arctic Regions by airborne lidar//Ibid.— P. 104... 107.

17. Ansman A. et al. Measurement of water vapor and optical properties of cirrus with a combined elastic—Backscatter lidar//Ibid.—P. 365... 368. 18. Browell E. V., Butler C. F., Carter A. F. Large-scale variati-

ons in tropospheric ozone and aerosols measured by airborne lidar during the 1988 arctic boundary layer experiment//Ibid.-P. 25... 26.

19. Browell E. V., Butler C. F., and Carter A. F. Airborne lidar measurements of ozone and polar stratospheric clouds during the 1989 airborne arctic stratospheric expedition//Ibid.-P. 113... 115.

20. Devara P. C. S., Raj P. E. Lidar sounding aerosols during two contrasting monsoan seasons//Abstracts of papers USSR, JULY 23... 27, 1990.— Part 1.— P. 222... 225. oĪ 15th ILRC.— Tomsk.

21. Ehret G., Renger W. Water vapor and aerosol profiling using an airborne DIAL system in the near IR//Ibid.— P. 67... 69.

22. El'nikov A. V., Marichev V. N., Zuev V. E., Zuev V. V. Analysis of a long-term number of lidar stratospheric aerosol distribution observations over Western Siberia//Ibid.- P. 89... 91.

23. Elouragini S. et al. Remote sensing of clouds by lidar and groundbased radiometry//Ibid.- P. 359... 362.

24. Hansen G., Witt G., von Zahn U. Observation of noctilucent clouds by lidar//Ibid.— P. 144... 146.

25. Jäger Horst, Hofman David J. Midlatitude variations of stratospheric particle extinction mass and area derived from lidar backscatter measurements, 1980... 1987//Ibid.— P. 100... 103.

26. Kaul B. V., Krasnov O. A., Kuznetsov A. L., Samokhvalov I. V. Polarization sensing of upper level aerosol formation//Ibid .--P. 322... 323.

27. Khmelevtsov S. S., McCormick et al. Measurements of stratospheric cloud characteristics in the moderate latitude//Ibid.- P. 159... 162.

28. Kolev I. et al. Lidar observation of atmospheric boundary Layer in

Mountain Valleys//Ibid.— P. 244... 249.
29. McCormick M. P. et al. Polar stratospheric cloud sightings by SAM II//Journ. Atmosph. Sci.— 1982.— V. 39.— P. 1387... 1397.
30. McCormick M. P., Kent G. S., Poole L. R. Optical properties of

polar stratospheric clouds//Ibid.- P. 92... 95.

31. Pelon J., Flamont P., Meissonnie M. The french airborne

backscatter lidar leandre I: Conception and Operation//Ibid.— P. 36... 39.
32. Renger W., Ehret G., Mörl P. Airborne lidar for atmospheric research in the Arctic//Ibid.— P. 74... 76.

33. Stefanutti L. et al. Polar stratospheric clouds, lidar measurements over the antarctic station of Dumont D'Urville//Abstracts, 15th ILRC.-- Tomsk, USSR, July 23... 27, 1990. Part 1.-P. 96... 99. 34. Singh U. N. et al. Lidar measurement of thin cirrus and clear air

scattering//Ibid.- P. 318... 321.

35. Zuev V. E. Laser beams in the atmosphere.— Consultants Bureau, New York, A. Div. of Plenum Publ. Corporation, 1982-504 p.

К главе 4

1. Аршинов Ю. Ф., Бобровников С. М., Зуев В. Е., Митев В. М. Измерение температуры атмосферы лидаром по вращательным спектрам КР N2 и О2//Спектроскопические методы зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1985. С. 94. . 107.

2. Глазов Г. Н. Статистические вопросы лидарного зондирования атмосферы. — Новосибирк: Наука, Сибирское отделение, 1987. — 312 с.

 Зуев В. Е. Лазер-метеоролог. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 180 с.
 Матвиенко Г. Г., Задде Г. О., Фердинандов Э. С. и др. Корреляционные методы лазерно-локационных измерений скорости ветра. — Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 1985. 224 с.

5. Мензис Р. Г. Лазерные методы гетеродинирования//Лазерный контроль атмосферы. М.: Мир, 1979. С. 345... 408.

6. Орлов В. М., Матвиенко Г. Г., Самохвалов И. В. и др. Применение корреляционных методов в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1983.- 160 с.

7. Carswell A. I. et al. Lidar measurements of middle atmosphere// Abstracts of papers of 15th Int. Laser Radar Conf. (ILRC).-- Tomsk, USSR,

23—27 July, 1990.— Part 1.— P. 85... 88. 8. Czechowsky P., Schmidt G. Lidar measurements in the height

range from 30 to 95 km at middle and polar latitudes//Ibid.— 154 p. 9. Hardesty R. M., Eberhard W. L., Hall F. F., Post. The NOAA/ WPL pulsed doppler lidar: A powerful tool for remote probing of the Atmosphere// of papers of 14th ILRC.— San Candido, 20-24 June, 1988.— Abstracts P. 440... 443.

10. Garrison A. K. et al. Atmospheric density and temperature measurements using MEGALIDER//Ibid.-P. 147... 150).

11. Keckhut P., Hauchecorne A., Chanin M. L. Stratospheric temperature measurements using raman lidar. Submitted to Appl. Optics, 1989.

12. Melfi S. H. et al. Comparison of raman lidar and radiosonde measurements of atmospheric moisture and temperature profiles//Ibid.-P. 230...233. 13. Chanin M. L., Hauchecorne A. Recent lidar developments to

monitor the structure of middle atmosphere//Abstracts of papers of 15th ILRC.---Tomsk, USSR, 23... 27 July, 1990. Part 2.- P. 256... 259.

Singh U. N. et al. Lidar measurement of thin cirrus and clear air scattering//Ibid.— P. 318... 321.
 Zanzottera E. Differential absorption lidar techniques in the deter-

mination of trace pollutants and physical parameters of the atmosphere//Critical Rev. TM in Analyt. Chemistry.-1990.- V. 21, N 4.- P. 279... 319.

16. Zuev V. E., Vorevodin Y. M., Matvienko G. G. et al. Investigation of structure and dynamics of aerosol inhomogeneities in the ground layer of the atmosphere//Appl. Opt.- 1977.- V. 16, N 8.- P. 2231... 2235.

К главе 5

1. Белостоцкий Б. П., Любавский Ю. В., Овчинников В. М. Основы лазерной техники.-М.: Советское радио, 1972.- 365 с.

2. Гришин А. И., Матвиенко Г. Г. Исследование высотного распределения стагистических характеристик коэффициента обратного рассеяния. Исследование атмосферного аэрозоля с помощью методов лазерного зондирования. — Новосибирск: Наука, 1980. — С. 167... 179.

3. Зуев В. В. Лазерное зондирование газовых составляющих атмосферы: методом дифференциального поглощения//Спектроскопические методы зондирования атмосферы. — Новосибирск: Наука, 1985. — С. 57... 75.

4. Зуев В. В. Исследование лидарного метода дифференциального поглощения в задачах лазерного зондирования профилей влажности атмосферы: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, ТГУ, 1986.— 132 с. 5. Зуев В. Е., Наац И. Э. Обратные задачи лазерного зондирования

атмосферы. — Новосибирск: Наука, 1982. — 242 с.

6. Зуев В. В., Никитенко В. В. Восстановление лидарных профилей влажности методом регуляризации Тихонова//Прикладное математическое обсспечение в системе коллективного пользования. Новосибирск: Наука, 1985. С. 65. . . 69.

7. Коллис Р. Т. Х., Рассел П. Б. Лидарные измерения аэрозольных частиц и газов посредством упругого рассеяния в направлении назад и дифференциальное поглошение//Лазерный контроль атмосферы/Под ред. Е. Д. Хинкли.— М.: Мир, 1979.— С. 91... 180.

8. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. — Новосибирск: Наука, 1982. — 198 с. 9. Самохвалов И. В., Копытин Ю. Д., Ипполитов И. И. и др.

Лазерное зондирование тропосферы и подстилающей поверхности. Новосибирск: Наука, 1987.— 262 с.

10. Справочник статистических характеристик температуры и влажности над СССР/Под ред. В. С. Комарова. М.: Гидрометеоиздат, 1972. 537 с.

11. Тихомиров А. А. Классификация аппаратурных методов сжатия динамического диапазона лидарных сигналов и их оценочные критерии//VII Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмо докл.). Ч. 2.— Томск: Изд. ТНЦ СО АН СССР, 1982.— С. 173... 176. атмосферы (тез.

12. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач.— М.: Наука, 1974.— 351 с. 13. Хинкли Э. Д., Ку Р. Т., Келли П. Л. Методы обнаружения по поглощению лазерного излучения//Лазерный контроль атмосферы/Под ред. Е. Д. Хинкли.— М.: Мир, 1979.— C. 280... 344.

14. Ansmann A. Errors in ground-based water vapor DIAL measurements due to Doppler-broadened Rayleigh-backscattering//Appl. Opt.- 1985.- V. 24, N 21.— P. 3476... 3479.

15. Ansmann A., Bösenberg J. Correction of Doppler-broadened Rayleigh-backscattering effects in H₂O DIAL measurements//Abstracts of papers of 13th Int. Laser Radar Conf. (ILRC).— Toronto, Ontario, Canada, August 11... 15, 1986.— Р. 70... 72. 16. Arshinov Yu. F., Bobrovnikov S. M., Zuev V. E. et al. The

account for contribution of false photocounts caused by the PMT after-pulses into lidar returns//Abstracts of papers of 12th ILRC — Aix-en-Provance, France, August,

1984. — P. 135... 137. 17. Bösenberg J. Measurements of the pressure shift of water vapor 17. Dosenberg J. Measurements of the pressure shift of water vapor absorption lines by simultaneous photoacoustic spectroscopy//Appl. Opt.- 1985.-

V. 24, N 21. – P. 3531... 3534. 18. Browell E. V., Wilkerson T. D., McCrath T. J. Water vapor differential absorption lidar development and evolution//Appl. Opt.- 1979.- V. 18,

N 20.-P. 3474... 3483. 19. Cahen C., Pelon J., Flamant P., Megie G. Measure de la vapeur d'eau tropospherique par absorption dofferentialle laser//Six Notes, C. R. de

l'Academic des Sciences. 1984. T. 202, ser. 11. P. 25... 28.
20. Davies R. W., Oli B. A. Theoretical calculations of H₂O line widths and pressure shifts: comparison of the Anderson theory with quantum many-body theory for N_2 and air-broadened lines//JQSRT.—1978.—V. 20.—P. 95...101.

21. Drayson S. R. Calculations programes Voigt profile of absorption coefficient//JQSRT.—1976.—V. 16, N 7.—P. 611... 614. 22. Eng R. S., Kelley P. L., Calaw A. B. et al. Tunable diode laser measurements of water vapor absorption line parameters//Mol. Phys.—1974.— V. 28.— P. 564... 660.

23. Eng R. S., Kelley P. L., Mooradian A. et al. Tunable laser mea-surements of water vapor transitions in vicinity of 5 um//Chem. Phys. Lett.-1973.— V. 19.— P. 524... 529. 24. Gamashe R. R., Davies R. W. Theoretical calculations of N₂-broa-

dened halfwidths of H₂O using quantum Fourier transform theory//Appl. Opt.-1983.— V. 22.— P. 4013... 4016.

25. Giver L. P., Gentry B., Schwemmer G., Wilkenson T. D. Water absorbtion lines, 931-961 nm: selected intensities Nz-collision-broadening coefficients, self-broadening coefficients and pressure shift in air//JQRST.-1982.— V. 27.— P. 423... 430.

26. Is mail S., Browell E. V. Influence of Rayleigh Doppler broadening on the selection of H_2O DIAL system parameters//Abstracts of papers of 13th

ILRC.— Toronto, Ontario, Canada, August 11... 15, 1986.— P. 65... 69. 27. Ismail S., Browell E. V. Influence of Raman scattering in DIAL measurements//Abstracts of papers of 14th ILRC.- Innichen-San Candido, Italy, June 20... 24, 1988.— P. 232... 235.

28. Ismail S., Browell E. V. Airborne and spaceborne lidar measurements of water vapor profiles: a sensitivity analysis//Appl. Opt.- 1989.- V. 28, N 17.— P. 3603... 3615.

29. Ismail S., Browell E. V., Megie G. et al. Sensitivities in DIAL measurements from airborne and spaceborne platforms//Abstracts of papers of 12th ILRC.— Aix-en Provance, France, August, 1984.— P. 135... 137.

30. Korb C. L., Weng Chi Y. An effective frequency technique for representing finite bandwidth effects in DIAL experiments//Abstracts of papers of 12th ILRC.—Aix-en-Provance, France, August, 1984.—P. 177...180.

of 12th ILRC.—Aix-en-Provance, France, August, 1984.—P. 177... 180. 31. Lefrere J., Megie G., Cahen C., Flamant P. Evodence of spectral purity limits in DIAL measurements at the humidity in the boundary layer//Abstracts of papers of 12th ILRC.—Aix-en-Provance, France, August, 1984.—P. 177... 180.

32. McClatchey R. A., Fenn R. W., Selby J. E. A. et al. Optical properties of the atmosphere: Report AFCRL-71-0279, AFCRL.—Bedford, Massachusetts, USA, 1972.—86 p.

33. Milton M. J. T., Woods P. T. Atmospheric contributions to the column variance in direct-detection DIAL//Abstracts of papers of 13th ILRC.— Toronto, Ontario, Canada, August 11-15, 1986.— P. 73...75.

Toronto, Ontario, Canada, August 11–15, 1986.—P. 73...75. 34. Schotland R. M. The detection of the vertical profile of atmospheric gases by means of a ground-based optical radar//Proc. 3rd Symposium on Remote Sensing of the Environment.— Michigan: Ann. Arbor, USA, 1964.—P. 215...224.

35. Schotland R. M. Errors in the lidar measurements of atmospheric gases by differential absorption//Journ. Appl. Meteorology. - 1974. - V. 13, N 2. - P. 71... 77.

36. U. S. Standart. 1976 NESS .- Washington, 1977 .- P. 20233.

37. Wright M. L., Proctor E. K., Ğasiopeк L. S., Liston E. M. A preliminary study of air pollution measurement by active remote sensing techniques//Final Report, SRI Project 1966, Contract NASA-11657.— Hampton, Virginia: prepared for NASA Langley Research Center, 1975.

38. Zuev V. E., Astafurov V. G., Glazov G. N. Some peculiarities of the processing of weak lidar signals//Abstracts of papers of 12th ILRC.— Aix-en-Provance, France, August, 1984.— P. 199... 201. 39. Zuev V. E., Makushkin Yu. S., Marichev V. N. et al. Lidar

39. Zuev V. E., Makushkin Yu. S., Marichev V. N. et al. Lidar differential absorption and scattering technique: theory//Appl. Opt.-1983.-V. 22, N 23.-P. 3733... 3741.

40. Z uev V. V., Ponomarev Yu. N., Solodov A. M. et al. The influence of the H_2O absorption line center shift by air pressure on the profile restitution accuracy of the atmospheric humidity using the differential absorption method//Opt. Lett. 1985. V. 10, N 7. P. 318... 320.

К главе 6

1. Андреев Ю. М., Васин И. Л., Гейко П. П. и др. Зондирование газовых компонент и метеорологических величин атмосферы методом дифференциального поглощения и рассеяния в среднем ИК-диапазоне спектра//Результаты комплексных экспериментов «Вертикаль-86» и «Вертикаль-87».— Томск: Изд. ТНЦ СО АН СССР, 1989.— С. 77... 94.

2. Андреев Ю. М., Гейко П. П., Грибенюков А. И. и др. ИК параметрические преобразователи частоты в задачах лазерной спектроскопии атмосферы//Оптика агмосферы.— 1988.— Т. 1, № 3.— С. 20... 27.

3. Андреев Ю. М., Зуев В. В., Романовский О. А. Автоматизированная система поиска оптимальных длин волн для лазерного газоанализа методом дифференциального поглощения. Ч. 1. Методика поиска.— Деп. в ВИНИТИ, 25.05.89, рег. № 4048—В88.— 32 с.

4. Баранов П. А., Глаголев В. С., Енгоян Т. М. и др. Промышленный образец лидара для зондирования О₂ в атмосфере//VIII Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (тез. докл.). Ч. 2.— Томск: Изд. ТНЦ СО АН СССР, 1984.— С. 338... 340.

5. Гейко П. П., Зуев В. В., Романовский О. А. Оптимальные микроокна прозрачности для зондирования газовых загрязнения в диапазоне 4,5—5,5 мкм//Распространение оптического излучения в случайно-неоднородных средах. Томск: Изд-во ТНЦ СО АН СССР, 1988. С. 78. ... 81.

6. Гусаров В. П., Костко О. К., Прохоров А. Т. и др. Измерения атмосферы озона УФ-лидаром//V1 Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (тез. докл.). Ч. 1.— Томск: Изд. ТНЦ СО АН СССР, 1980.— С. 222... 224.

7. Гусаров В. П., Прохоров А. П., Смирнов Н. Д. и др. УФ лидарный озонометр//VI Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (тез. докл.). Ч. 2. Томск: Изд. ТНЦ СО АН СССР. 1980. — C. 6. . . 8.

8. Ельников А. В., Зуев В. В., Маричев В. Н., Царегородцев С. И. Первые результаты лидарных наблюдений стратосферного озона над Западной Сибирью//Оптика атмосферы— 1989.— Т. 2. № 9.— С. 995... 996.

9. Зуев В, В., Романовский О. А. Высотное лазерное зондирование профилей влажности и температуры с борта самолета и ИСЗ//Исследование Земли из космоса.— 1986.— № 1.— С. 79... 83.

10. Киес Р. Дж. Фотоприемники видимого и ИК-диапазонов. М.: Радио и связь, 1985.— 325 с.

11. Костко О. К., Прохоров А. П., Смирнов Н. Д. и др. Результаты лидарного зондирования атмосферного озона//VIII Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (тез. докл.). Ч. 1.— Томск: Изд. ТНЦ СО АН СССР, 1984. С. 255... 257.

12. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир. 1987.— 550 c.

13. Самохвалов И. В., Копытин Ю. Д., Ипполитов И. И. и др. Лазерное зондирование тропосферы и подстилающей поверхности. Новосибирск: Наука, 1987.— 262 с.

14. Alden M., Edner H., Svanberg S. Remote measurement of atmospheric mercury using differential absorption lidar//Opt. Lett.— 1982.— V. 7, N 5.— P. 221... 223.

15. Alden M., Edner H., Svanberg S. Laser monitoring of atmospheric NO using UV differential-absorption techniques//Opt. Lett.- 1982.-V. 7, N 11.— P. 543... 545.

16. Andreev Yu. M., Geiko P. P., Zuev V. V. et al. Advances in gas analyzer best on IK molecular lasers//Adv. Laser Science: Proc. 3rd Int. Conf., Atlantic City, USA. - 1988. - V. 3, N 4. - P. 193. . 195.

17. Astakhov V. I., Galaktionov V. V., Karpukhin A. A. et al. Simultaneous measurements of CO2 and CH4 amounts in the atmosphere using laser gas-analyzers//Abstracts of papers of 14th Int. Laser Radar Conf. (ILRC).-Innichen-San Candido, Italy, June 20... 24, 1988 - P. 488.

18. Bosenberg J. A DIAL system for high resolution water measurements in the troposphere//Topical Meeting on Laser and Optical Remote Sensing: In-strumentation and Techniques, Technical Digest Series.—North Falmoth, Mas-sachusetts, USA, Sept. 28... Oct. 1, 1987.—V. 18.—P. 35... 37. 19. Browell E. V. Lidar measurements of tropospheric gases//Proc. Photo-

Opt. Instrum. Eng.- 1981.- V. 286.- P. 79... 86.

20. Browell E. V. Lidar measurements of tropospheric gases//Opt. Eng.-1982. V. 21, N 1.- P. 128... 132. 21. Browell E. V., Carter A. F., Shipley S. T. et al NASA multi-

purpose airborne DIAL system and measurements of ozone and aerosol profiles//

Appl. Opt. - 1983. - V. 22, N 4. - P. 582... 584. 22. Browell E. V., Goroch A. K., Wilkerson T. D. et al. Airborne DIAL water vapor and aerosol measurements over the gulf stream//Abstracts of papers of 12th ILRC.— Axi-en-Provance, France, August, 1984.— P. 151... 155.

23. Browell E. V., Megie G., Flamant P. et al. NASA/CNES. Highaltitude DIAL development and applications//Abstracts of papers of 12th ILRC.-Axi-en-Provance, France, August, 1984.— P. 423... 429. 24. Browell E. V., Wilkerson T. D., McCrath T. J. Water vapor

differential absorption lidar development and evolution//Appl. Opt.-1979.--V. 18, N 20.— P. 3474... 3483.

25. Bufton J. L., Itabe T., Strow L. L. et al. Frequency-doubled CO_2 lidar measurement and diode laser spectroscopy of atmospheric $CO_2//Appl$. Opt.--1983.— V. 22, N 17.— P. 2592... 2602.

26. Cahen C. Monitoring of the humidity and temperature in the low troposphere using an alexandrite laser as an active source//Alfred-Wegener Konferenz on Ground Based Remote Sensing Techniques for the Troposphere.— Ham-burg, FRG, August 25... 28, 1986.— P. 70... 80.

27. Cahen C., Pelon J., Flamant P., Megie G. Measure de la vapeur

d'eau tropospherique par absorption differentialle laser//Six Notes, C. R. de l'Academie des Sciences. — 1981. — T. 202, ser. 11. — P. 25. . . 28. 28. Cahen C., Megie G., Flamant P. Lidar monitoring of the water

vapor cycle in the troposphere//Journ. Appl. Meteorology. 1982. V. 21, N 10. P. 1506... 1515.

29. Capitini R., Ancelett G., Megie G. et al. DIAL lidar measurements of atmospheric pollutants (SO₂, O₃) during the Fos-Berre 83 Experiment// Abstracts of papers of 12th ILRC .- Aix-en-Provance, France, August, 1984 .-

P. 269... 273. 30. Carhuth W. A mobile differential absorption lidar for tropospheric ozone measurements//Abstracts of papers of 14th ILRC - Innichen-San Candido. Italy, June 20... 24, 1988.— P. 348... 349.

31. Claude H., Wege K. Intercomparison of ozone measurements obtained by differential absorption lidar, Bremer/Mast sondes and Dobson/Bremer spectrophotometers//Abstracts of papers of 14th ILRC.—Innichen—San Candido, Italy, June 20... 24, 1988.— P. 392... 395.

32. Edner H., Fars G. W., Sunesson A., Svanberg S. Progress in DIAL measurements at short UV wavelengths//Abstracts of papers of 14th ILRC.—Innichen—San Candido, Italy, June 20... 24, 1988.—P. 480... 483.

33. Egeback A. L., Frederiksson K. A., Hertz A. M. DIAL techniques for the control of sulphur dioxide emission//Appl. Opt.—1984.—V. 23, Ń 5.— P. 722... 729.

34. Endeman M., Byer R. L. Simultaneous remote measurements of atmospheric temperature and humidity using a continuously tunable IR lidar// Opt. Lett. - 1980. - V. 5, N 10. - P. 452... 454. 35. Gibson A. J., Thomas L. UV laser sounding of the troposphere and

lower stratosphere//Nature.— 1975.— V. 256.— P. 561... 563.

36. Grant W. B. He-Ne and cw CO₂ laser long-path systems for gas detection//Appl. Opt.-1986.-V. 25, N 5.-P. 709...719.

37. Grant W. B., Hake R. D. Remote measurement SO₂ and O₃ by differential technique//Journ. Appl. Phys.- 1975.- V. 46, N 5.- P. 3019... 3024.

38. Grant W. B., Hake R. D., Liston E. M. et al. Calibrated remote measurements of NO₂ using the differential absorption backscatter technique// Appl. Phys. Lett. 1974. - V. 24, N 2. - P. 550... 554.

39. Grant W. B. et al. CO₂ DIAL measurement of water vapor//Appl. Opt.— 1987.— V. 26, N 15.— P. 3033... 3042.
40. Hardesty M. R. Simultaneous measurement of range-resolved species

concentration and wind velocity characteristics by pulsed coherent lidar//Abstracts of papers of 12th ILRC.—Aix-en-Provance, France, August, 1984.—P. 345... 348.

41. Hawley J. G. Dual-wavelength laser radar probes for air pollutants// Laser Focus.— 1981.— N 3.— P. 60... 62.

42. Hawley J. G., Uthe E. E. Laser remote sensing activities associated with electric power research Institute's Plume Model Validation Project//Remote Sens. and Atmos.: Proc. Annual. Tech. Conf., Liverpool, GB, December 15... 17, 1982.— P. 193... 201.

43. Husson N., Chedin A., Scott N. A. et al. The GEISA spectroscopic line parameters data bank//Annual. Geophys.- 1986.- Fasc, 2, ser. A.

44. Igarashi T. Laser radar study using resonance absorption for remote detection of air pollutants//Abstracts of papers of 5th Laser Radar studies Conf.--Williamsburg, USA, 1974.— P. 57... 59.

45. Inomate H., Igarashi T. Study of laser radar system using the differential absorption method for detection of air pollutants//Japan Journ. Appl. Phys. – 1975. – V. 14, N 6. – P. 1751. . . 1760.

46. Ismail S., Browell E. V., Megie G. et al. Sensitivities in DIAL measurements from airborne and spaceborne platforms//Abstracts of papers of 12th ILRC.—Aix-en-Provance, France, August, 1984.— P. 431... 435.

47. Johnson M. M., La Grone A. H. Determination of atmospheric water vapor densities from measurements of the line 6943.8Å absorption line

strength//Radio Scien. — 1973. — V. 8, N 5. — P. 407... 410. 48. Joliffe B. W., Felton R. C., Swann N. R., Woods P. T. Field measurement studies using a differential absorption lidar system//Appl. Opt. — 1984.— V. 32, N 5.— P. 267... 268.

49. Joliffe B. W., Michelson E., Swann N. R., Woods P. T. A differential absorption lidar system for measurements of tropospheric NO, NO2, SO2 and O3//Topical Meeting on Laser and Optical Remote Sensing: Instrumentation and Techniques, Technical Digest Series, North Falmoth, Massachusetts, USA, Sept. 28... Oct. 1, 1987.—V. 18.—P. 26... 30.

50. Kabelka V., Jakubenas R. Raman and differential absorption lidar in socialist countries//Abstracts of papers of 14th ILRC .- Innichen-San

Candido, Italy, June 20... 24, 1988. — P. 466... 469. 51. Killinger D. K., Menyuk N., De Feo W. E. Remote sensing of using a differential absorption lidar//Appl. Opt.- 1980.- V. 19, N 19.-P. 3282... 3286.

52. Killinger D. K., Menyuk N. Remote probing of the atmosphere using a CO₂ DIAL system//IEEE Journ. Quant. Electr.— 1981.— V. 17. N 9.— P. 1917... 1929.

53. Killinger D. K., Menyuk N. DIAL measurements of atmospheric water vapor, HCl and CH4 using continuosly tunable 1.7 um CO: MgF2 laser// Topical Meeting on Laser and Optical Remote Sensing: Instrumentation and Techniques, Technical Digest Series, North Falmoth, Massachusetts, USA, Sept. 28. Oct. 1, 1987.- V. 18.- P. 35... 37.

54. Kolsch H. J., Rairoux P., Wolf J. P., Woste L. New perspectives in remote sensing using excimer pumped dye laser and BaB O crystals// Abstracts of papers of 14th ILRC.-- Innichen--San Candido, Italy, June 20...24, 1988.— P. 484... 487.

55. Konefal Z., Szczepauski I., Heldt G. NO2 detection in the atmosphere using differential lidar//Acta Phys. Pol.—1981.—V. A60, N 2.---P. 273... 278.

56. Lahman W., Staehr W., Weithamp C., Michaelis W. Rangesensitivity optimization of range-resolved differential absorption lidar//Abstracts

of papers of 12th ILRC, Aix-en-Provance, France, August, 1984.— P. 299... 302. 57. Leonelli J., Holland P. L., Van der Laan J. Multiwavelength triple CO lidar for trace gas detection//SPIE.-1989.-V. 1062.and P. 203. . 215.

58. Maeda M., Shibata T. Solar-blind effect in UV lidar and daytime ozone observation//Abstracts of papers of 14th ILRC.-- Innichen-San Candido,

Italy, June 20... 24, 1988. P. 419-421. 59. Marzorati A., Corio W., Zanzoterra E. Remote sensing of SO₂ during field tests at Fos-berre in June 1983//Abstracts of papers of 12th ILRC.- Aix-en-Provance, France, August, 1984.- P. 259... 262.

60. McDermid S. High power ground-based lidar for long-term stratospheric and tropospheric ozone measurements/Abstracts of papers of 14th ILRC.— Innichen—San Candido, Italy, June 20... 24, 1988.— P. 388—391. 61. Megie G., Lefrere J., Chanin M. et al. Vertical profiles of stra-tospheric ozone by lider counding from the neural/W land 1077.

tospheric ozone by lidar sounding from the ground//Nature.- 1977.- V. 270.-P. 329... 331.

62. Megie G., Lefrere J. et al. An operational multipurpose lidar facility for meteorological and atmospheric observations//Abstracts of the Symposium on the Appliance of Lidar to Atmospheric Radiosonde and Climate: IAMAP 3rd Scientific Assembly, Hamburg, FRG, 1982.- P. 102... 107.

63. Murray E. R., Hake R. O., Van der Laan J. E., Hawley J. G. Atmospheric water vapor measurements with an IR (10 um) differential absorption lidar system//Appl. Phys. Lett.- 1976.- V. 28, N 9.- P. 542... 543.

64. O'Shea D. C., Dofge L. C. NO₂ concentration measurements in an urban atmosphere using differential absorption techniques//Appl. Opt.— 1974.— V. 13, N 6.— P. 1481... 1486.

65. Papayannis A., Ancellet A., Pelon J., Megie G. Troposphe-ric ozone DIAL measurements using a Nd: YAG laser and Raman shifts//Abstracts of papers of 14th ILRC.— Innichen—San Candido, Italy, June 20... 24, 1988.— P. 472... 475.

66. Pelon J., Flamant P., Chanin M. L., Megie G. Intrusion d'ozone d'orogone polaire aux latitudes moyennes: Mise en coidence par sondages Iaser//Six Notes C. R. de l'Academie des Sciences.— 1981.— T. 292, ser. 11.— P. 21... 24.

67. Pelon J., Megie G. Lidar monitoring of the ozone vertical distribution in the troposphere and stratosphere//Abstracts of papers of 12th ILRC.— Aix-en-Provance, France, August, 1984.— P. 247... 250.

68. Rothe K. W., Brinkman U., Walther H. Application of tunable lasers to air pollution detection. Measurements of atmospheric NO₂ concentrations by differential absorption//Appl. Phys.-1974.-V. 3, N 2.-P. 115...119.

ons by differential absorption//Appl. Phys. -- 1974. -- V. 3, N 2. -- P. 115... 119. 69. Rothe K. W., Brinkman U., Walther H. Remote measurement of NO emission from chemical factory by the differential technique//Appl. Phys. --1974. -- V. 4, N 2. -- P. 181... 182.

70. Schotland R. M. The detection of the vertical profile of atmospheric gases by means of a ground-based optical radar//Proc. 3rd Symp. on Remote Sensing of the Environment, Michigan: Ann. Arbor. USA, 1964. — P. 215. . . 224.

71. Staehr W., Lahman W., Weithamp C., Michaelis W. Differential absorption lidar system for NO₂ and SO₂ monitoring//Abstracts of papers of 12th ILRC.— Aix-en Provance, France, August, 1984.— P. 281... 284.

of 12th ILRC.— Aix-en Provance, France, August, 1984.— P. 281... 284.
72. Sigimoto N., Sasano Y., Hayashida - Amano S. et al. Multiwavelength ozone lidar for stratospheric and tropospheric measurements//Abstracts of papers of 14th ILRC.— Innichen—San Candido, Italy. June 20... 24, 1988.— P. 187... 189.

73. Truji T., Higachi Y., Kimura H. Measurement of NO_2 concentration in the atmosphere using absorption typetwo-wavelength dye laser radar// Abstracts of papers of 7th ILRC, Sendai, Japan, 1974.— P. 103... 104.

74. Uchino O., Maeda M., Hirono H. Applications of excimer lasers to laser radar observations of the upper atmosphere//IEEE Journ. Quant. Electr.-1979.-V. QE-15, N 10.-P. 1094... 1107.

75. Uchino O., Maeda M., Shibata T. et al. Measurements of stratospheric vertical ozone distribution with XeCl lidar, estimated influence aerosols//Appl. Opt.- 1980.- V. 19, N 24.- P. 4175... 4181.

76. Uchino O., Maeda M., Yamamuro H. et al. Observation of stratospheric vertical ozone distribution by XeCl lidar//Journ. Geophys. Res.— 1983.— V. 88, N C9.— P. 2573... 2580.

77. Uchino O., Tokunaga M., Maeda M. et al. Differential absorption lidar measurement of tropospheric ozone with excimer—Raman hybrid laser// Opt. Lett. 1983. V. 8, N 7. P. 347... 349.

78. Walther H. Messung des stratospharischen Ozongehalts mit einem Laser-Radar Verfahren//Laser Mag.— 1989.— N 3.— S. 76... 77.

79. Werner C. H., Herrman H. Lidar measurements of the vertical absolute humidity distribution in boundary layer//Journ. Appl. Meteorology.— 1981.— V. 20, N 4.— P. 476... 481.

V. 20, N 4.— P. 476... 481.
80. Werner J., Rothe K. W., Walther H. Monitoring of stratospheric ozone layer by laser radar//Appl. Phys.— 1983.— V. B32, N 3.— P. 113... 118.
81. Werner J., Rothe K. W., Walther H. Lidar measurements of the

81. Werner J., Rothe K. W., Walther H. Lidar measurements of the stratospheric ozone layer//Abstracts of papers of 12th ILRC.— Aix-en-Provance, France, August, 1984.— P. 225... 228.

82. Zuev V. E. Development of lasers and spectral equipment for measurement of atmospheric molecular gases//Topical Meeting on Laser and Optical Remote Sensing: Instrumentation and Techniques, Technical Digest Series, Sept. 28... Oct. 1, North Falmoth, Massachsetts, USA, 1987.— V. 18.— P. 18... 21. 83. Zuev V. V., Zuev V. E., Makushkin Yu. S. et al. Laser sounding of atmospheric humidity: experiment//Appl. Opt.— 1983.— V. 22, N 33.— P. 3742... 3746.

84. Zuev V. E., Makushkin Yu. S., Marichev V. N. et al. Differential absorption and scattering technique (theory)//Appl. Opt.— 1983.— V. 22, N 22.— P. 3733... 3741.

К главе 7

1. Зуев В. Е. Лазер покоряет небо — Новосибирск: Зап.-Сиб. кн. изд-во, 1972. — 192 с.

2. Зуев В. Е. Лазер-метеоролог. Л: Гидрометеоиздат. 1974. 180 с.

3. Abstracts. 13th Int. Laser Radar Conf. (ILRC).— Toronto, August 11... 15, 1986. NASA Conf. Publication 2431.

4. Abstracts, 15th ILRC.— Tomsk, USSR, July 23... 27, 1990.— Parts 1 and 2.

5. Allario F. Progress in solid-state lasers for spaceborne lidars//Laser and optical remote sensing technical digest summaries of papers.— North Falmost, Massachusetts, Sept. 28... Oct. 1, 1987.— P. 2... 4. 6. Armandillo E. et al. Development of a long-live laser for space-

6. Armandillo E. et al. Development of a long-live laser for spaceborne backscattering lidar applications//Abstracts 15th ILRC.— Tomsk, USSR, July 23... 27, 1990.— P. 53... 55.

7. Balin Yu. S. et al. Spaceborne aerosol lidar "Balkan-1"//Abstracts 15th ILRC.— Tomsk, USSR, July 23... 27, 1990.— P. 12... 14.

8. Chazette P. et al. Coupling spaceborne backscatter lidar and passive radiometry for meteorological and climatological applications//Abstracts 15th ILRC.— Tomsk, USSR, July 23... 27, 1990.— P. 20... 23.

9. Curran R. J. Lidar remote sensing from space: NASA's Plans in the Earth Sciences//NASA Conf. Publication 2431.—13th ILRC.— Toronto, Canada, August 11... 15, 1986.

10. Huffaker R. M. Coherent lidar technology for global wind profiling// NASA Conf. Publication 2431.—13th ILRC.— Toronto, Canada, August 11...15, 1986.

11. Laser and optical remote sensing: instrumentation and techniques technical digest summaries of papers.—North Falmost, Massachusetts, Sept. 28... Oct. 1, 1987.

Lutz H. ESA Activities in space laser sounding and ranging//NASA
 Conf. Publication 2431.—13th ILRC.—Toronto, Canada, August 11... 15, 1986.
 McCormick M. P. Spaceborne lidar for atmospheric measurement//

Abstracts 15th ILRC.- Tomsk, USSR, July 23... 27, 1990.- P. 2... 4.

14. Nelms R. R. Lidar in-space technology experiment//Laser and optical remote sensing technical digest summaries of papers.—North Falmost, Massachusetts, Sept. 28... Oct. 1, 1987.—P. 5... 8.

15. Pelon J. Joint european programme for lidar tropospheric measurement: the TESLAS Project.//Abstracts, 15th ILRC.— Tomsk, USSR, July 23...27, 1990.— Part 1.— P. 121...124.

16. Renger W., Endemann M., Quenzel H., Werner Ch. Mie lidar proposed for the German space Shuttle Misson D2/NASA Conf. Publication 2431.---13th ILRC.-- Toronto, Canada, August 11... 15, 1986.

оглавление

Предисловие	5
Глава 1. Общая характеристика явлений взаимодействия лазерного излу- чения с атмосферой	7
 1.1. Строение атмосферы и ее состав	7
атмосферы 1.3. Прозрачность атмосферы для лазерного излучения 1.4. Информационная база для количественных оценок пропускания атмосферы	15 33 36
Глава 2. Основные принципы лазерного зондирования	41
 2.1. Уравнение лазерного зондирования	41 42 57
Глава 3. Лазерное зондирование аэрозолей и облаков	64
 3.1. Характерные моменты проблемы	64 69 70 75 79
 3.6. Зондирование индустриальных аэрозолей	83 102
Глава 4. Лазерное зондирование температуры, давления, плотности и скорости ветра	108
4.1. Лазерное зондирование температуры, давления и плотности 4.2. Зондирование скорости ветра	109 124
Глава 5. Основы лазерного газоанализа атмосферы методом дифферен- циального поглощения	132
 5.1. Математический формализм и физические принципы метода диф- ференциального поглощения 5.2. Влияние аппаратурных искажений лидарного сигнала в методе дифференциального поглощения 	132 142
5.3. Влияние атмосферы на информативность лидарного зондирова- ния газовых составляющих методом дифференциального погло- шения	148
5.4. Учет разных схем усреднения данных лазерного зондирования атмосферных газов методом дифференциального поглощения	161
5.5. Условия практической реализации метода дифференциального поглощения	162
Глава 6. Использование метода дифференциального поглощения в лазер- ном газоанализе атмосферы	163
6.1. Информативные спектральные участки для газоанализа 6.2. Зондирование промышленных газовых загрязнений в УФ и види- мом диапазонах спектра	163 165

6.3. Контроль газового состава атмосферы с использованием основ-	
ных и преобразованных частот излучения ИК газовых лазеров	1
6.4. Дистанционный контроль содержания атмосферного озона в УФ-	1
6.5. Определение вертикальных профилей водяного пара атмосферы	1
лидарным методом дифференциального поглощения	1
6.6. Некоторые тенденции развития лазерного газоанализа атмосферы	,
методом дифференциального поглощения	
Глава 7. Перспективы развития дистанционного оптического зондирова-	
ния атмосферы	
7.1. Концепция развития оптического мониторинга атмосферы	
7.2. Комплексные программы	
7.3. Лазерное зондирование атмосферы из космоса	
Список литературы	1

Монография

современные проблемы атмосферной оптики, том в

Зуев Владимир Евсеевич Зуев Владимир Владимирович

ДИСТАНЦИОННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

Редактор В. И. Кузьменко. Художник Е. Н. Чукаева. Художественный редактор Б. А. Бураков. Технический редактор Н. Ф. Грачева. Корректор Л. Б. Емельянова.

ИБ № 2011.

Сдано в набор 18.10.91. Подписано в печать 15.01.92. Формат 60×901/15. Бумага книжная. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 14,5. Кр.-отт. 14,5. Уч.-изд. л. 16,2. Тираж 1640 экз. Индекс МОЛ-41. Заказ № 216. Цена 4.9. 40 к.

Гидрометеоиздат. 199226. г. Санкт-Петербург, уж. Беринга, 38.

Типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой 190000, г. Санкт-Петербург, Прачечный переулок, 6.