Современные проблемы атмосферной оптики 4

В. Е. Зуев, М. В. Кабанов

Оптика атмосферного аэрозоля

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ

Том 1

СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ГАЗОВЫХ КОМПОНЕНТ АТМОСФЕРЫ

Том 2

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ

Том 3

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

Том 4

В. Е. Зуев, М. В. Кабанов

ОПТИКА АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1987

УДК 551.539 : 535.36

Рецензенты: д-р техн. наук Г. П. Гущин (Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова);
д-р физ.-мат. наук Л. П. Семенов и канд. физ.-мат. наук Р. Х. Алмаев (Институт экспериментальной метеорологии)

В монографии последовательно и всесторонне обсуждены различные аспекты аптики атмосферного аэрозоля, включая теоретические основы взаимодействия оптического излучения с отдельными частицами и системой частиц, оптические свойства атмосферного аэрозоля и их связь с метеорологическими условиями, распространение в атмосферном аэрозоле оптического излучения различного характера — непрерывного и импульсного, коротко- и длинноволнового, когерентного и некогерентного.

Книга рассчитана на читателей, работающих в области оптики и физики атмосферы, геофизики, астрофизики, оптико-электронной и лазерной техники, а также на студентов старших курсов соответствующих специальностей.

The monograph "Atmospheric Aerosol Optics" by V. E. Zuev and M. V. Kabanov gives consistent and through discussion of various aspects of atmospheric aerosol optics including theoretical principles of interaction between optical radiation and separate particles as well as system of particles, optical properties of atmospheric aerosol and their connection with weather conditions, propagation of optical radiation of different nature — continuous and impulsive, short- and long-wave, coherent and incoherent — in atmospheric aerosol.

The monograph is intended for specialists in optics and physics of atmosphere, geophysics, astrophysics, optoelectron and laser devices and also for senior students of the corresponding specialities.

З $\frac{1903040000-055}{069(02)-87}$ 10-87

ПРЕДИСЛОВИЕ

Прошли десятилетия, прежде чем известная строгая теория рассеяния света на отдельных сферических частицах (теория Ми) была успешно использована (30-е годы) для интерпретации атмосферно-оптических явлений (Стрэттон и Хаутон, Хвостиков). В последующие годы теория рассеяния света малыми частицами различной формы стала основной при решении задач распространения оптических волн в атмосферном аэрозоле. Более того, в настоящее время рассеяние света атмосферным аэрозолем становится одним из важнейших разделов физической оптики, стимулирующим развитие теории рассеяния как отдельными частицами, так и системой частиц. В последнем случае речь идет фактически о теории переноса оптического излучения в дисперсных средах: о выводе и строгом обосновании границ применимости уравнений переноса излучения, уравнений переноса оптического изображения, уравнений оптической локации. Совокупность перечисленных вопросов составляет современную теоретическую основу оптики дисперсных сред вообще и оптики атмосферного аэрозоля в частности. Первая часть монографии посвящена систематическому изложению этих теоретических основ.

В теории рассеяния света отдельными частицами основными оптическими характеристиками частиц являются: коэффициенты рассеяния, поглощения, ослабления и компоненты матриц рассеяния. В свою очередь эти характеристики определяются составом, формой и размерами рассеивающих частиц, т. е. их микрофизическими характеристиками, тесно связанными с природой и процессами трансформации атмосферного аэрозоля.

Учитывая то, что многие аспекты оптических свойств атмосферного аэрозоля и их связи с метеорологическими параметрами атмосферы изложены в томах 1—3 «Современные проблемы атмосферной оптики», во второй части данной монографии в основном анализируются пространственно-временные вариации оптических или микрофизических характеристик. Исследования в этом направлении, имеющие конечной целью не только диагностику, но и прогноз оптического состояния атмосферы, еще далеки от завершения и, следовательно, представляют наибольший интерес для научных работников.

Вопросы распространения оптического излучения в атмосферном аэрозоле составляют третью часть монографии. Наряду с общими закономерностями переноса оптического излучения через атмосферный аэрозоль здесь в отдельных главах рассмотрены условия переноса солнечного и лазерного излучения. Взаимодействие солнечного излучения с атмосферным аэрозолем как важный погодообразующий фактор, с одной стороны, и искажающий фактор при аэрокосмических наблюдениях, с другой, имеет свою специфику, связанную с широким спектральным диапазоном излучения и планетарными масштабами потоков излучения. Основные особенности взаимодействия лазерного излучения с атмосферным аэрозолем обусловлены прежде всего пространственной ограниченностью лазерных пучков и когерентными (и поляризационными) свойствами их излучения. Высокая монохроматичность лазерного излучения при слабоселективном аэрозольном рассеянии не играет сколько-нибудь заметной роли. Вопросы распространения высокоинтенсивного лазерного излучения будут рассмотрены в отдельном томе этой серии.

В отличие от ранее опубликованных в СССР и за рубежом работ в данной монографии последовательно и всесторонне обсуждены основы оптики атмосферного аэрозоля, включая основы оптики дисперсных сред. Такое обобщение материала, разбросанного по различным источникам, представляется полезным для общего знакомства с проблемой и для практического использования научных результатов.

Авторы монографии выражают благодарность всем членам научных коллективов Института оптики атмосферы Сибирского отделения АН СССР и Сибирского физико-технического института при Томском государственном университете, совместная работа с которым обеспечила получение новых научных результатов и написание монографии. Авторы благодарят также рецензентов за сделанные ими полезные замечания по рукописи, а также И. Г. Соковца за большую помощь при техническом ее оформлении.

Часть первая

ОСНОВЫ ОПТИКИ ДИСПЕРСНЫХ СРЕД

ГЛАВА 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Под рассеянием оптического излучения понимается такое преобразование света веществом, при котором изменяется направление его распространения. Рассеяние света, проявляющееся как вторичное свечение вещества, вызывается оптическими неоднородностями при любом фазовом состоянии вещества. При этом под оптическими неоднородностями понимают неоднородности показателя преломления, в общем случае зависящего от электрической и магнитной проницаемости среды.

Широкий диапазон размеров и разнообразие форм встречающихся в земной атмосфере частиц определяют неисчерпаемый интерес специалистов по оптике атмосферного аэрозоля к результатам теории рассеяния света. Более того, широкое практическое применение в последние годы полученных результатов стимулирует новые исследования в области теории рассеяния отдельными частицами и системой частиц.

Остановимся на строгом решении задачи рассеяния света сферическими частицами, которое стало классическим и известным под названием теории Ми [22]. Из строгой теории рассеяния для сферических частиц (теории Ми) могут быть получены аналитические формулы для ряда асимптотических случаев. С другой стороны, для ряда асимптотических случаев результаты решения получены не из строгих формул теории Ми, а из решения задачи в приближении геометрической оптики или на основании других приближенных методов. Будем уделять основное внимание физическим аспектам рассеяния света отдельными частицами, в том числе частицами несферической формы, а также неоднородным и анизотропным частицам, детальные исследования которых начаты лишь в последние годы.

1.1. Вводные сведения из электромагнитной теории

Теория рассеяния света частицами представляет собой раздел последовательной теории взаимодействия электромагнитных волн оптического диапазона с веществом. Исходными в теории рассеяния являются уравнения Максвелла и материальные уравнения. Макроскопические уравнения Максвелла, представляющие собой результат обобщения эмпирических закономерностей, для среды с непрерывными физическими свойствами имеют вид [1, 13]:

$$\operatorname{rot} \vec{H} - \frac{1}{C}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{C}\vec{j},$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} - \frac{1}{C}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0,$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho,$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \qquad (1.1)$$

Здесь $\vec{D}$ и $\vec{B}$ — электрическая и магнитная индукция; $\vec{j}$ — плотность оммического тока; ρ — плотность заряда; C — скорость света в вакууме.

Материальные уравнения описывают свойства вещества в электромагнитном поле и имеют вид

$$\vec{j} = \sigma\vec{E}, \quad \vec{D} = \varepsilon\vec{E}, \quad \vec{B} = \mu\vec{H}, \qquad (1.2)$$

где σ — удельная проводимость; ε и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемость. Для диэлектриков значение σ близко к нулю, и электромагнитные свойства вещества определяются только величинами ε и μ.

Уравнения (1.1) для переменного монохроматического электромагнитного поля ($\vec{E}$, $\vec{H} \sim e^{i\omega t}$) легко преобразуются в так называемые волновые уравнения, имеющие вид

$$\Delta\vec{E} + \frac{\omega^2}{C^2}\varepsilon_\omega\mu\vec{E} = 0, \qquad (1.3)$$

$$\Delta\vec{H} + \frac{\omega^2}{C^2}\varepsilon_\omega\mu\vec{H} = 0,$$

с комплексным волновым числом $k_\lambda = \frac{\omega}{C}\sqrt{\varepsilon_\omega\mu}$. Если через $k_{0\lambda} = \frac{\omega}{C}$ обозначить волновое число в вакууме, то из соотношения $k_\lambda = k_{0\lambda}m$ следует понятие о комплексном показателе преломления m, имеющем принципиальное значение в оптике рассеивающих сред. Комплексный показатель преломления

$$m = \sqrt{\varepsilon_\omega\mu} = \sqrt{\mu(\varepsilon + 4\pi\sigma/i\omega)}. \qquad (1.4)$$

В частном случае для диэлектрических сред $m = \sqrt{\varepsilon\mu}$, а для большинства прозрачных сред ($\mu \approx 1$) величина $m = \sqrt{\varepsilon}$. Комплексный показатель преломления m удобно представлять в форме $m = n - i\varkappa$, где n — показатель преломления, а $\varkappa$ — показатель поглощения. Величины n и $\varkappa$ имеют простой физический смысл, который следует из решения волновых уравнений (1.3). Для электрического поля в каком-либо направлении (например, вдоль z)

$$\vec{E}=\vec{E}_0 e^{-\frac{\omega}{C}\varkappa z} e^{i\omega\left(t-\frac{nz}{C}\right)}. \tag{1.5}$$

Как видно из (1.5), величина $\varkappa$ характеризует быстроту убывания амплитуды, т. е. поглощение в среде, а величина n — фазовую скорость распространения волны $v_ф=C/n$ и может быть выражена через характеристики, определяющие атомное строение вещества.

В частности, для слабых электромагнитных полей можно предположить их линейное воздействие на электрические и магнитные дипольные моменты атомов или молекул $\vec{p}$, т. е. $\vec{p}=\alpha\vec{E}'$, где $\vec{E}'$ — эффективное поле, состоящее из суммы внешнего поля $\vec{E}$ и дополнительного поля, создаваемого диполями. Величина средней поляризуемости α связана с показателем преломления n формулой Лоренц—Лоренца:

$$\alpha=\frac{3}{4\pi N}\,\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}=\frac{3}{4\pi N}\,\frac{n^2-1}{n^2+2}. \tag{1.6}$$

Основной характеристикой электромагнитного поля является поток электромагнитной энергии через единичную площадку в направлении распространения волн. Эта характеристика представляет собой векторную величину и называется вектором Умова—Пойнтинга. В общем случае вектор Умова—Пойнтинга $\vec{\Pi}$ однозначно связан с векторами поля соотношением

$$\vec{\Pi}=\frac{C}{4\pi}\left[\vec{E}\vec{H}\right], \tag{1.7}$$

где квадратные скобки означают векторное произведение. Для монохроматических электромагнитных волн оптического диапазона представляют интерес не мгновенные быстро осциллирующие значения величины $\vec{\Pi}$, а средние за некоторый временной интервал, существенно превышающий период колебаний. Нетрудно показать, что средняя величина $\langle\vec{\Pi}\rangle$ определяется формулой

$$\langle\vec{\Pi}\rangle\simeq\frac{C}{16\pi}\left\{\left[\vec{E}_0\vec{H}_0^*\right]+\left[\vec{E}_0^*\vec{H}_0\right]\right\}=\frac{C}{8\pi}\operatorname{Re}\left[\vec{E}_0\vec{H}_0^*\right], \tag{1.8}$$

где $\vec{E}_0$ и $\vec{H}_0$ — амплитуды волн, представляющих собой комплексные функции только координат.

Важное значение наряду с потоком энергии имеют характеристики, описывающие поляризационные свойства электромагнитного поля. Наличие этих характеристик связано с изменением во времени направления и длины векторов электрического и магнитного полей. Для определения поляризационных свойств электромагнитных волн необходимо охарактеризовать масштаб и положение в общем случае эллипсов, которые описывают концы векторов электрического и магнитного поля. Для частного случая монохроматических электромагнитных волн значения и направления векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ однозначно связаны между собой:

$$\sqrt{\varepsilon}\,\vec{E}=\sqrt{\mu}\,\vec{H}, \quad \vec{E}\vec{s}=\vec{H}\vec{s}=0, \tag{1.9}$$

где $\vec{s}$ — единичный вектор в направлении распространения. В этом случае достаточно описать масштаб и положение только одного эллипса, что можно сделать с помощью каких-либо трех независимых величин (например, задавая малую и большую полуоси, а также угол, характеризующий ориентацию эллипса). Для квазихроматических волн при описании состояния поляризации необходима некоторая дополнительная величина, учитывающая зависимость параметров эллипса в этом случае от времени.

Практически удобно описывать состояние поляризации электромагнитных волн не с помощью векторов электрического или магнитного поля, а с помощью некоторых статистических параметров, представляющих собой квадратичные и билинейные комбинации относительно компонент $\bar{E}$. Наибольшее распространение получили так называемые параметры Стокса, введенные Стоксом (1852 г.) при исследованиях поляризованного света и подробно обсужденные при решении задач оптики дисперсных сред в работах [5, 6]:

$$\begin{aligned} S_1&=\langle E_xE_x^*\rangle+\langle E_yE_y^*\rangle,\\ S_2&=\langle E_xE_x^*\rangle-\langle E_yE_y^*\rangle,\\ S_3&=\langle E_xE_y^*\rangle+\langle E_x^*E_y\rangle,\\ S_4&=-i\left(\langle E_xE_y^*\rangle-\langle E_x^*E_y\rangle\right), \end{aligned} \tag{1.10}$$

где E_x и E_y — компоненты электрического вектора, ортогональные направлению распространения волн. В общем случае слагаемые в правой части (1.10) следует считать усредненными по времени и тогда они представляют собой элементы матрицы когерентности [1]. Параметры Стокса можно рассматривать как компоненты четырехмерного вектора $\vec{S}$, который получил название вектора Стокса.

Физический смысл параметров Стокса, представляющих собой четыре действительных величины, следует из (1.10). Параметр S_1 представляет собой интенсивность электромагнитной волны, которая определяется как сумма квадратов амплитуд волны двух взаимно ортогональных направлений:

$$I=|E_x|^2+|E_y|^2=\langle E_xE_x^*\rangle+\langle E_yE_y^*\rangle, \tag{1.11}$$

и всегда положительна. Параметр S_2 равен разности интенсивности двух компонент волны и может иметь любой знак в зависимости от соотношения между компонентами, характеризующими линейную поляризацию по направлениям x и y. Для выяснения смысла параметра S_3 следует рассмотреть компоненты волны, ориентированные вдоль биссектрис $-\pi/4$ и $+\pi/4$ системы координат x, y. Разность интенсивностей этих компонент волны определится соотношением

$$\frac{1}{2}\langle(E_x+E_y)(E_x+E_y)^*\rangle-\frac{1}{2}\langle(E_x-E_y)(E_x-E_y)^*\rangle=$$
$$=\langle E_xE_y^*\rangle+\langle E_x^*E_y\rangle=S_3. \quad (1.12)$$

Следовательно, параметр S_3 указывает на соотношение в волне между линейно-поляризованными компонентами по направлениям $\pm\pi/4$. Для S_4 можно построить соотношение, аналогичное (1.12), из компонент волны типа $(E_x\pm iE_y)$, характеризующих циркулярно поляризованные компоненты. Знак параметра S_4 указывает на преобладание в волне право- или левоциркулярной поляризации, а равенство нулю означает их равенство.

Параметры Стокса обладают рядом привлекательных свойств, которые и объясняют их успешное использование. Прежде всего следует указать на то, что все они являются измеряемыми величинами. В самом деле, если произвести измерения полной интенсивности волны I и компонент интенсивности волны, прошедшей через поляризаторы с пропусканием соответственно x-, y-, $(+\pi/4)$- и $(-\pi/4)$-линейно поляризованных волн, а также лево- и правоциркулярно поляризованных волн (с применением четвертьволновой пластинки), то параметры Стокса могут быть просто выражены через соответствующие значения измеренных интенсивностей:

$$S_1=I=I_x+I_y=I_{+\pi/4}+I_{-\pi/4}=I_r+I_l;$$
$$S_2=I_x-I_y;\; S_3=I_{+\pi/4}-I_{-\pi/4};\; S_4=I_r-I_l. \quad (1.13)$$

Преимущество практического использования вектора Стокса состоит также в возможности применения матричного формализма, важного для описания распространения электромагнитных волн и их взаимодействия со средой. В самом деле, вследствие линейности уравнений Максвелла результат взаимодействия электромагнитной волны с веществом можно записать в виде:

$$E'_k=\sum_i a_{ki}E_i, \quad (1.14)$$

где E'_k и E_i — компоненты электрического вектора после и до взаимодействия с веществом, а a_{ki} — некоторая матрица взаимодействия. Согласно (1.10), параметры Стокса определяются слагаемыми типа $S_{ij}=E_iE_j$ и после взаимодействия будут связаны с первоначальными параметрами следующим выражением:

$$S'_{kl}=E'_kE'_l=\sum_i\sum_j a_{ki}a_{kj}E_iE_j=\sum_i\sum_j a_{ki}a_{kj}S_{ij}. \quad (1.15)$$

Из (1.15) следует, что вектор Стокса

$$\vec{S}(\vec{r}',\vec{l}')=F(\vec{r}',\vec{l}',\vec{r},\vec{l})\vec{S}(\vec{r},\vec{l}), \quad (1.16)$$

где $F(\vec{r}',\vec{l}',\vec{r},\vec{l})$ — матрица преобразования. Вид матрицы преобразования, естественно, зависит от выбранной формы параметров

Стокса и определяется оптическими свойствами рассеивающих частиц.

Из соотношений (1.10) в случае плоской монохроматической волны, всегда полностью поляризованной, когда скобки временного усреднения можно опустить, для параметров Стокса получается следующая связь:

$$S_1^2 = S_2^2 + S_3^2 + S_4^2. \tag{1.17}$$

В общем случае выполняется неравенство

$$S_1^2 \geqslant S_2^2 + S_3^2 + S_4^2. \tag{1.18}$$

Для произвольно поляризованных волн естественно определить степень поляризации P как отношение правой (1.17) и левой (1.18) частей, т. е.

$$P = \frac{\sqrt{S_2^2 + S_3^2 + S_4^2}}{S_1}. \tag{1.19}$$

Для полностью поляризованных волн согласно (1.17) степень поляризации равна 1. Для полностью неполяризованных волн параметры S_2, S_3 и S_4 равны 0. Соответственно равна 0 и степень поляризации. Для частично поляризованных волн P принимает промежуточное значение.

Наряду со свойством аддитивности параметров Стокса учтем тот факт, что все оптические приборы являются линейными преобразователями волны (в отличие от радиоприборов, которые могут иметь и нелинейные элементы). Тогда можно показать, что параметры Стокса для прошедших через оптические приборы волн всегда будут линейной комбинацией первоначальных (входящих в оптический прибор) с матрицей преобразования, которая имеет 16 элементов из вещественных чисел. При этом последние представляют собой квадратичную форму из коэффициентов линейного преобразования волны. Отсюда следует еще одно важное при оптических исследованиях свойство параметров Стокса, которое называется принципом оптической эквивалентности. Этот принцип гласит: с помощью приборов невозможно отличить друг от друга оптические волны, которые образуют пучок с одними и теми же параметрами Стокса. Из принципа оптической эквивалентности следует, что параметры Стокса представляют собой полную систему величин, однозначно описывающих измеряемые характеристики оптических пучков (интенсивность и состояние поляризации). Теоретически оптические пучки с заданными параметрами Стокса могут различаться, но измерить эти различия невозможно.

1.2. Строгая теория рассеяния сферическими частицами (теория Ми)

Исходные уравнения и решения для поля [17]. Как и для большинства задач электромагнитной теории, в теории рассеяния предполагается выполнение следующих условий:

1) отсутствуют свободные заряды в рассеивающих частицах; 2) магнитная проницаемость μ равна 1; 3) электрические и маг-

нитные поля являются периодическими функциями времени типа $e^{i\omega t}$.

Учитывая сферическую симметрию рассеивающей частицы, задачу удобнее решать в сферических координатах. На рис. 1.1 приведена выбранная система координат для вывода основных формул, начало координат выбрано в центре сферы с радиусом a. Если на частицу падает плоская линейно поляризованная волна с направлением электрических колебаний вдоль оси x и магнитных колебаний вдоль оси y, то для падающей волны в декартовой

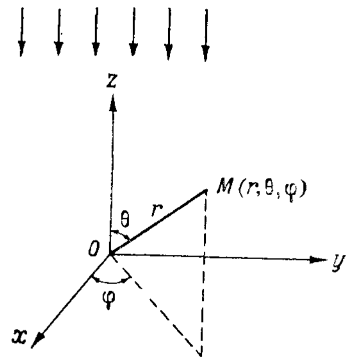


Рис. 1.1. Система координат при выводе основных формул.

системе координат составляющие полей будут равны

$$\vec{E}^0 = \vec{E}_0 e^{ik_{a\lambda}Z}, \quad E_{0x} = E_0, \quad E_{0y} = E_{0z} = 0;$$

$$\vec{H}^0 = \vec{H}_0 e^{ik_{a\lambda}Z}, \quad H_{0y} = -m_a E_0, \quad H_{0x} = H_{0z} = 0, \qquad (1.20)$$

где $k_{a\lambda} = m_a k_{0\lambda}$ — волновой вектор для падающей волны во внешней среде; m_a — комплексный показатель преломления внешней среды. Если обозначить через m_i показатель преломления внутри частицы, то относительный (комплексный) показатель преломления $m = m_i/m_a = k_{i\lambda}/k_{a\lambda}$. С учетом принятых обозначений в сферической системе координат уравнения Максвелла примут вид:

$$im^2 k_{0\lambda} E_r = \frac{1}{r \sin\theta}\left\{\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta H_y) - \frac{\partial}{\partial\varphi} H_\theta\right\},$$

$$im^2 k_{0\lambda} E_\theta = \frac{1}{r \sin\theta}\left\{\frac{\partial}{\partial\varphi} H_r - \frac{\partial}{\partial r}(r \sin\theta H_\varphi)\right\},$$

$$im^2 k_{0\lambda} E_\varphi = \frac{1}{r}\left\{\frac{\partial}{\partial r}(r H_\theta) - \frac{\partial}{\partial\theta} H_r\right\},$$

$$-ik_{0\lambda} H_r = \frac{1}{r \sin\theta}\left\{\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta E_\varphi) - \frac{\partial}{\partial\varphi} E_\theta\right\},$$

$$-ik_{0\lambda} H_\theta = \frac{1}{r \sin\theta}\left\{\frac{\partial}{\partial\varphi} E_r - \frac{\partial}{\partial r}(r \sin\theta E_\varphi)\right\},$$

$$-ik_{0\lambda} H_r = \frac{1}{r}\left\{\frac{\partial}{\partial r}(r E_\theta) - \frac{\partial}{\partial\theta} E_r\right\}. \qquad (1.21)$$

Граничные условия для решения уравнений Максвелла складываются из двух групп. Первая следует из требования непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на поверхности разрыва (сферы). Поскольку в касательной плоскости сферы каждый из векторов разлагается на две независимые взаимно перпендикулярные составляющие, то эта группа условий записывается как четыре скалярных уравнения:

$$E_\theta^a = E_\theta^i,\quad E_\varphi^a = E_\varphi^i,\quad H_\theta^a = H_\theta^i,\quad H_\varphi^a = H_\varphi^i, \tag{1.22}$$

где индексы a и i относятся соответственно к полям во внешней среде и внутри шара. Условия типа (1.22) не могут быть удовлетворены, если не предположить, что во внешнем пространстве наряду с падающим полем $\bar{E}_0$ имеется еще некоторое дифрагированное поле $\bar{E}$, т. е. внешнее поле $\bar{E}^a = \bar{E}_0 + \bar{E}$. Кроме того, условия (1.22) должны выполняться во все моменты времени. Следовательно, подающее, дифрагированное и возбужденное в шаре (внутреннее) поля должны иметь одну и ту же временную зависимость, что возможно, если все три поля имеют одну и ту же частоту. Таким образом, рассматриваемое здесь рассеяние в отличие, например, от комбинационного происходит без изменения частоты.

Вторая группа граничных условий следует из требований к полям на бесконечности и определяются так называемым принципом излучения. Суть его состоит в следующем. Для получения однозначного решения кроме естественного требования о достаточно быстром убывании дифрагированного поля на бесконечности требуется расходимость волны из источников дифракции. Тем самым из рассмотрения исключаются сходящиеся волны, которые формально также удовлетворяют колебательным уравнениям. В электродинамике это обстоятельство соответствует отбрасыванию опережающих потенциалов.

Решение уравнений (1.21) с граничными условиями (1.22) удается получить, если ввести так называемые скалярные потенциалы Дебая, однозначно связанные с составляющими электрического и магнитного полей. Решение шести дифференциальных уравнений Максвелла для отдельных составляющих полей в этом случае сводится к решению одного волнового уравнения для потенциалов соответственно электрического и магнитного поля. Для обоих потенциалов Дебая частное решение ищется в виде произведения функций $f(r)\cdot Y(\theta, \varphi)$, зависящих от координаты r и от координат (θ, φ). Непосредственной подстановкой в волновое уравнение для потенциалов Дебая доказывается, что решениями этого уравнения будут решения дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial^2 (rf)}{\partial r^2} + \left(k_\lambda^2 - \frac{b^2}{r^2}\right) rf = 0,$$

$$\frac{1}{\sin\theta}\left\{-\frac{d}{d\theta}\left(\sin\theta\frac{dY}{d\theta} + \frac{1}{\sin\theta}\frac{d^2Y}{d\varphi^2}\right\} + cY = 0, \tag{1.23}$$

где b и c — постоянные интегрирования, которые находятся из граничных условий.

Первое из уравнений (1.23) после введения обозначений $f_n(r) = R_n(x)/\sqrt{x} = R_n(k_\lambda r)/\sqrt{k_\lambda r}$ можно свести к известному уравнению Бесселя. Решением такого уравнения являются цилиндрические функции с полуцелым индексом, из которых только функции первого рода $J_{n+1/2}(x)$ конечны в нуле и поэтому могут быть использованы для решения внутри шара, а ханкелевская функция второго рода $H^{(2)}_{n+1/2}(x)$ дает расходящуюся волну и поэтому может быть использована для решения вне шара.

Второе уравнение в (1.23) представляет собой уравнение для сферических функций и имеет однозначное и непрерывное решение, которое выражается через полиномы Лежандра $P_n(\cos\theta)$ и специальные функции $P^{(m)}_n(\cos\theta)$. Подстановка решений для потенциалов Дебая в соотношения, связывающие их с составляющими поля вне шара (с дифрагированными полями), дает

$$E^a_\varphi = \frac{\sin\varphi E_0}{k_{a\lambda}} \frac{e^{-ik_{a\lambda}r}}{r} \sum_{l=1}^{\infty} (c_l Q_l + b_l S_l),$$

$$E^a_\theta = \frac{\cos\varphi E_0}{k_{a\lambda}} \frac{e^{-ik_{a\lambda}r}}{r} \sum_{l=1}^{\infty} (c_l S_l + b_l Q_l),$$

$$H^a_\varphi = \frac{\cos\varphi E_0}{k_{a\lambda}} \frac{e^{-ik_{a\lambda}r}}{r} \sum_{l=1}^{\infty} (c_l S_l + b_l Q_l),$$

$$H^a_\theta = \frac{\sin\varphi E_0}{k_{a\lambda}} \frac{e^{-ik_{a\lambda}r}}{r} \sum_{l=1}^{\infty} (c_l Q_l + b_l S_l). \qquad (1.24)$$

В формулах (1.24) индекс a указывает на принадлежность величины к пространству вне шара. Формулы для радиальных составляющих E_r и H_r не записаны, так как их убывание с расстоянием от шара пропорционально $1/k^2_{r\lambda} r^2$ и позволяет пренебречь ими в волновой зоне ($r \gg \lambda$). Для входящих в (1.24) функций под знаком суммы приняты следующие обозначения:

$$c_l = -i\frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\Psi_l(\rho)\Psi'_l(m\rho) - m\Psi'_l(\rho)\Psi_l(m\rho)}{\xi(\rho)\Psi'_l(m\rho) - m\xi'_l(\rho)\Psi_l(m\rho)},$$

$$b_l = i\frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\Psi'_l(\rho)\Psi'_l(m\rho) - m\Psi'_l(\rho)\Psi_l(m\rho)}{\xi'(\rho)\Psi_l(m\rho) - m\xi_l(\rho)\Psi'_l(m\rho)},$$

$$Q_l = \frac{P^{(1)}_l(\cos\theta)}{\sin\theta} = \frac{dP_l(x)}{dx}, \quad S_l = -\frac{d}{d\theta}P^{(1)}_l(\cos\theta), \qquad (1.25)$$

где

$$\Psi_l(x) = \sqrt{\pi x/2}\, J_{l+1/2}(x), \quad \xi_l(x) = i^{l+1}\exp(-ix).$$

Введенный в (1.25) параметр $\rho = k_{a\lambda} a = 2\pi a/\lambda_a$ является характеристикой относительного размера шара и часто называется параметром Ми, а относительный показатель преломления $m = m_i/m_a$, где m_i и m_a — комплексные показатели преломления среды соответственно внутри и вне шара.

Из формул (1.24) следует ряд свойств для дифрагированных полей. Одно из этих свойств состоит в том, что дифрагированное поле представляется в виде сумм отдельных парциальных волн. Интенсивности этих волн определяются коэффициентами c_l и b_l, которые зависят от ρ и m. При этом расчеты показывают, что для малых частиц (малые ρ) заметное значение имеют только коэффициенты c_l и b_l с малыми номерами, а с ростом ρ число значимых парциальных волн возрастает и имеет порядок ρ.

Другое свойство из (1.24) следует для соотношения между электрическими и магнитными полями в рассеянной (дифрагированной) волне:

$$\frac{1}{m_a} H_\varphi^a = E_\theta^a, \quad \frac{1}{m_a} H_\theta^a = -E_\varphi^a, \tag{1.26}$$

причем равенства имеют место не только для полных полей, но и для каждой парциальной волны в отдельности. В свою очередь из (1.26) следует, что выполняется условие $E_\varphi^a H_\varphi^a + E_\theta^a H_\theta^a = 0$, то есть условие взаимной перпендикулярности электрического и магнитного полей в целом и для каждой парциальной волны.

Еще одно важное свойство дифрагированных полей состоит в том, что различные составляющие полей являются комплексными величинами. Следовательно, в общем случае они имеют различные фазы, т. е. рассеянные волны будут эллиптически поляризованы. Только для очень малых частиц, а также для любых сферических частиц в направлениях $\varphi = 0$ и $\pi/2$ поляризация оказывается линейной.

Интенсивность рассеянного излучения. Коэффициенты рассеяния, поглощения и ослабления. Приведенные выше краткая схема решения уравнений Максвелла, формулы для составляющих рассеянного поля и основные свойства этих полей исчерпывают математическое содержание теории Ми. Следующая задача состоит в использовании этих решений и свойств с целью получения формул для физически измеряемых величин. К числу последних относятся интенсивность рассеянного излучения и параметры Стокса. Из сопоставления именно этих величин для падающего и рассеянного излучения следуют основные оптические характеристики для рассеивающих частиц.

Под интенсивностью света принято принимать средний по времени вектор потока энергии электромагнитных волн оптического диапазона на единичную площадку, нормальную к направлению распространения, называемый в фотометрии облученностью и определяемый вектором Умова—Пойнтинга. На основании (1.24) при рассеянии линейно поляризованных волн нетрудно получить формулы для составляющих интенсивностей I_φ (часть рассеянных волн, проходящих через поляризатор по оси φ, т. е. $E^a_\theta = H^a_\varphi / m_a = 0$) и I_θ (часть рассеянных волн, проходящих через поляризатор по оси θ, т. е. $E^a_\varphi = -H^a_\theta / m_a = 0$):

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\varphi}{k^2_{a\lambda} r^2} A^2_1(\theta) = I_0 \frac{\sin^2\varphi}{k^2_{a\lambda} r^2} i_1,$$

$$I_\theta = I_0 \frac{\cos^2\varphi}{k^2_{a\lambda} r^2} A^2_2(\theta) = I_0 \frac{\cos^2\varphi}{k^2_{a\lambda} r^2} i_2, \tag{1.27}$$

где через $A_1(\theta)$ и $A_2(\theta)$ обозначены суммы (1.24). Эти функции часто называют амплитудными функциями для рассеивающихся частиц. Для неполяризованных (естественных) волн направление векторов электрического и магнитного полей не имеет в пространстве преимущественного положения. При рассеянии частицами таких волн векторы рассеянного поля не будут иметь преимущественного направления, т. е. величины I_φ и I_θ получаются в этом случае усреднением формул (1.27) по углу φ. Учитывая, что $\langle\sin^2\varphi\rangle = \langle\cos^2\varphi\rangle = 1/2$, получаем:

$$I_\varphi = I_0 \frac{i_1}{2k^2_{a\lambda} r^2}, \quad I_\theta = I_0 \frac{i_2}{2k^2_{a\lambda} r^2}. \tag{1.28}$$

Интенсивность рассеянного излучения, как видно из (1.27), сложным образом зависит от угла рассеяния. Но при любой угловой зависимости появление рассеянного излучения происходит за счет убывания вектора падающей энергии в направлении распространения волн, т. е. за счет энергетического ослабления падающего излучения. Для количественной характеристики энергетического ослабления излучения вводятся понятия коэффициентов рассеяния и ослабления, а также поглощения (для поглощающих частиц).

Коэффициентом рассеяния частиц $\sigma_р$ называют отношение суммарного потока электромагнитной энергии, рассеянной во всех направлениях, к интенсивности падающего потока. Аналогично, коэффициент поглощения частицы $\sigma_п$ — отношение со знаком минус полного потока энергии (падающей и рассеянной) через большую сферу вокруг частицы к интенсивности падающего потока. Учитывая единицы потока энергии (Вт) и интенсивности потока (Вт/м^2), единицей коэффициента рассеяния (поглощения) частицей будет м^2, т. е. площадь. Поэтому эти коэффициенты нередко называют эффективными сечениями рассеяния и поглощения.

Часто удобными являются безразмерные величины, представляющие собой отношение коэффициентов (сечений) рассеяния, поглощения или ослабления к геометрическому сечению частицы, которые называются соответственно факторами эффективности рассеяния или поглощения

$$K_р(\rho, m) = \sigma_р/\pi a^2, \quad K_п(\rho, m) = \sigma_п/\pi a^2,$$

$$K(\rho, m) = \sigma/\pi a^2, \quad K(\rho, m) = K_р(\rho, m) + K_п(\rho, m). \tag{1.29}$$

Для коэффициентов рассеяния и поглощения в соответствии с определениями можно записать

$$I_0\sigma_п = -\int \Pi_r r^2\, d\Omega, \quad I_0\sigma_р = \int \Pi_r^a r^2\, d\Omega, \tag{1.30}$$

где интегрирование радиальной составляющей Умова—Пойнтинга проводится по всей сфере, элемент телесного угла $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$, а $r^2 d\Omega$ — элемент площади сферы. Падающий поток энергии постоянен по направлению, поэтому интеграл от него по сфере равен нулю.

Последующее вычисление коэффициентов рассеяния, поглощения и ослабления сводится к подстановке в (1.30) полученных

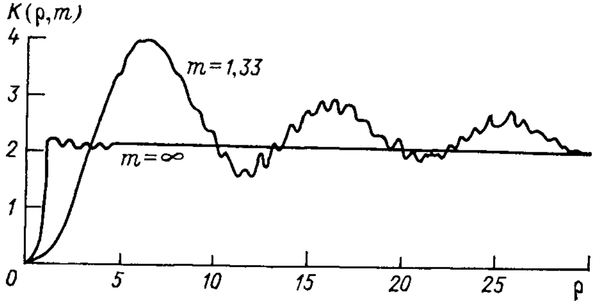


Рис. 1.2. Факторы эффективности ослабления при $m=1{,}33$ и $m=\infty$.

ранее решений. Окончательные формулы для коэффициентов рассеяния и ослабления имеют вид

$$\sigma_р = \frac{2\pi}{k_{a\lambda}^2} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{l^2 (l+1)^2}{2l+1} (|c_l|^2 + |b_l|^2),$$

$$\sigma = -\frac{2\pi}{k_{a\lambda}^2} \mathrm{Re} \sum_{l=1}^{\infty} il(l+1)(-1)^l (c_l - b_l) =$$

$$= \frac{2\pi}{k_{a\lambda}^2} \mathrm{Im} \sum_{l=1}^{\infty} (l(l+1)(-1)^l (c_l - b_l). \tag{1.31}$$

Конкретные свойства коэффициентов рассеяния, поглощения и ослабления могут быть получены из расчетных данных по формулам (1.31). На рис. 1.2 приведена типичная зависимость фактора эффективности ослабления от параметра ρ по результатам расчета для непоглощающих сферических частиц с показателем преломления $m=1{,}33$ (водные частицы в видимой области) и $m=\infty$ (полностью отражающие частицы) по данным [16, 17]. Как видно из рисунка, фактор эффективности ослабления сначала возрастает, проходит через максимум и затем, продолжая осциллировать с затуханием, асимптотически приближается к значению $K(\rho, m)=2$. Осцилляции фактора эффективности (крупные и более мелкие) отражают сложную волновую природу процессов рассеяния оптического излучения частицей.

На рис. 1.3 приведены зависимости факторов эффективности рассеяния, поглощения и ослабления по данным [7] для частиц с $m=n+i\varkappa=1{,}32+0{,}10i$. Как видно из рисунка, при больших значениях ρ фактор эффективности ослабления в этом случае стремится к 2, а фактор эффективности рассеяния к 1.

Параметры Стокса. Матрица рассеяния. Для вычисления параметров Стокса рассеянного излучения необходимо в соотношения (1.10) подставить решение для составляющих рассеянного поля. Результаты таких вычислений дают

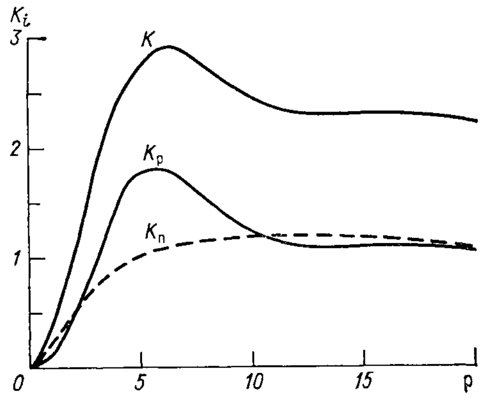


Рис. 1.3. Факторы эффективности K_i (рассеяния, поглощения и ослабления) для сферических частиц с $m=1{,}32+0{,}10i$.

$$S_1=\frac{1}{2k_\lambda^2r^2}[S_{01}(i_1+i_2)+S_{02}(i_1-i_2)],$$

$$S_2=\frac{1}{2k_\lambda^2r^2}[S_{01}(i_1-i_2)+S_{02}(i_1+i_2)],$$

$$S_3=\frac{1}{k_\lambda^2r^2}\left[S_{03}\sqrt{i_1i_2}\cos\delta-S_{04}\sqrt{i_1i_2}\sin\delta\right],$$

$$S_4=\frac{1}{k_\lambda^2r^2}\left[S_{03}\sqrt{i_1i_2}\sin\delta-S_{04}\sqrt{i_1i_2}\cos\delta\right], \qquad (1.32)$$

где S_{0i} — параметры Стокса для падающего излучения, $i_1=\langle A_1A_1^*\rangle$, $i_2=\langle A_2A_2^*\rangle$, амплитудные функции $A_1=\sqrt{i_1}e^{i\sigma_1}$ и $A_2=\sqrt{i_2}e^{i\sigma_2}$, $\delta=\sigma_1-\sigma_2$. За плоскость отсчета ортогональных составляющих поля E_x, E_y выбрана плоскость рассеяния, в которой $E_x=-E_\varphi$, $E_y=E_\theta$.

Из (1.32) непосредственно следует матрица преобразования, которая при описании процессов рассеяния называется матрицей рассеяния. Как видно из (1.32), для сферических частиц матрица рассеяния, определяемая соотношением $S_i = \sum_k F_{ik} S_{0k}$, имеет вид

$$F_{ik} = \frac{1}{2k_\lambda^2 r^2} \begin{vmatrix} i_1 + i_2 & i_1 - i_2 & 0 & 0 \\ i_1 - i_2 & i_1 + i_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\sqrt{i_1 i_2}\cos\delta & -2\sqrt{i_1 i_2}\sin\delta \\ 0 & 0 & 2\sqrt{i_1 i_2}\sin\delta & -2\sqrt{i_1 i_2}\cos\delta \end{vmatrix}, \quad (1.33)$$

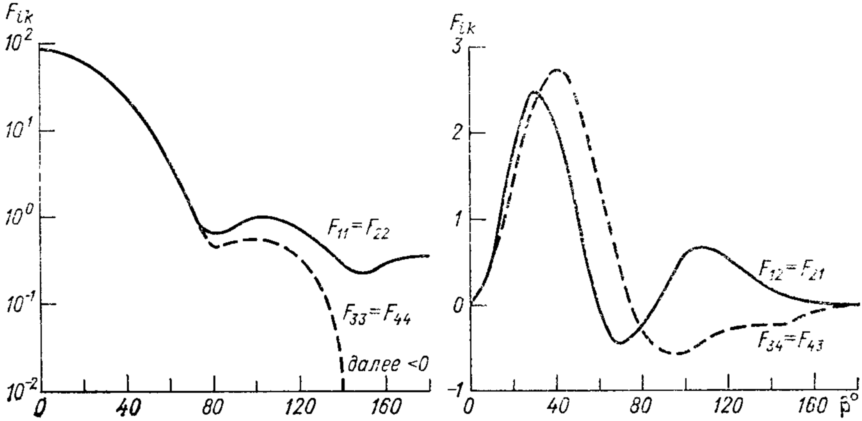


Рис. 1.4. Угловая зависимость компонент матрицы рассеяния для сферических частиц с $\rho=3$ и $m=1{,}33$.

т. е. имеет только четыре неодинаковых компоненты, а независимых только три и определяются они через величины i_1, i_2 и δ. При этом компонента $F_{11}=F_{22}$ определяет угловое распределение интенсивности рассеянной волны. Интегрированием этой компоненты по всем углам получают коэффициент рассеяния частицей.

Результаты расчетов всех компонент матрицы рассеяния для сферической частицы наиболее полно представлены в «Таблицах по светорассеянию» [16]. По данным этих таблиц построен рис. 1.4, на котором приведены угловые зависимости компонент матрицы рассеяния для значений параметра $\rho=2\pi a/\lambda=3$ и $m=1{,}33$. Как видно из рисунка, все компоненты матрицы рассеяния при выбранном значении ρ имеют немонотонную зависимость от угла рассеяния. Анализ расчетных данных для других ρ показывает, что число осцилляций этой зависимости увеличивается с ростом ρ и закономерности этих осцилляций становятся трудноуловимыми. Исключение составляют более четкие закономерности изменения компонент в области малых углов, а также в более широкой области углов — закономерности изменения компонент F_{11} и F_{22}.

Компоненты матрицы рассеяния (1.33) легко связать с непосредственно измеряемыми величинами или с величинами, вычисляемыми и часто используемыми в практике измерений. К таким величинам относятся поляризационные компоненты интенсивности I_r и I_l, полная интенсивность $I=I_r+I_l$, степень поляризации P и степень эллиптичности рассеянных волн q. Соответствующие соотношения оказываются различными в зависимости от состояния поляризации оптического пучка, падающего на частицу.

Рассмотрим два случая.

1. При рассеянии линейно поляризованного пучка:

$$I_r = I_0 \frac{\sin^2\varphi}{k_\lambda^2 r^2} i_1, \quad I_l = I_0 \frac{\cos^2\varphi}{k_\lambda^2 r^2} i_2,$$

$$I = I_0 \frac{i_1 \sin^2\varphi + i_2 \cos^2\varphi}{k_\lambda^2 r^2},$$

$$P = \frac{i_1 \sin^2\varphi - i_2 \cos^2\varphi}{i_1 \sin^2\varphi + i_2 \cos^2\varphi},$$

$$q = \frac{S_4}{S_1} = \frac{\sin\varphi \cos\varphi 2\sqrt{i_1 i_2}\cos\delta}{i_1 \sin^2\varphi + i_2 \cos^2\varphi}. \tag{1.34}$$

2. При рассеянии пучка естественного света:

$$I_r = I_0 \frac{i_1}{2k_\lambda^2 r^2}, \quad I_l = I_0 \frac{i_2}{2k_\lambda^2 r^2},$$

$$I = I_0 \frac{i_1 + i_2}{2k_\lambda^2 r^2}, \quad P = \frac{i_1 - i_2}{i_1 + i_2},$$

$$q = 0. \tag{1.35}$$

Сложное поведение компонент матрицы рассеяния даже для сферических частиц в зависимости от углов рассеяния при различных ρ и m объясняет трудности их использования для непосредственной диагностики оптических свойств рассеивающих сред. Поэтому характеристики, определяемые формулами (1.34) и (1.35), получили наибольшее практическое применение, и свойства этих характеристик представляют наибольший практический интерес.

Полная интенсивность рассеяния, интегрированная по всем углам и отнесенная к падающей интенсивности, определяет коэффициент рассеяния. Она же определяет и компоненту матрицы рассеяния $F_{11}=I(\beta, \varphi)/I_0$, $\beta=\pi-\theta$. Таким образом,

$$\frac{r^2}{I_0}\int I(\beta, \varphi)\, d\omega = r^2 \int F_{11}\, d\omega = \sigma_p. \tag{1.36}$$

Можно ввести понятие нормированной матрицы рассеяния f_{ik}, для которой

$$r^2 F_{11}(\beta, \varphi) = \frac{\sigma_p}{4\pi} f_{ik}(\beta, \varphi). \tag{1.37}$$

Тогда f_{11}, удовлетворяющая условию нормировки

$$\frac{1}{4\pi}\int f_{11}(\beta, \varphi)\, d\omega = 1, \tag{1.38}$$

обычно называется функцией рассеяния или индикатрисой рассеяния.

1.3. Рассеяние предельно малыми ($\rho \ll 1$) и большими ($\rho \gg 1$) сферическими частицами

Рассеяние предельно малыми частицами. При малых значениях ρ в общих формулах теории Ми можно ограничиться только первыми слагаемыми в суммах. Если при этом значение показателя преломления m невелико, то величина c_1 оказывается существенно больше остальных коэффициентов в суммах (1.24) ($c_1 \gg c_2$ и $c_1 \gg b_1$). Этот асимптотический случай приводит к решению, совпадающему с решением задачи рассеяния волн на шаре как на электрическом диполе. Впервые оно получено Рэлеем, поэтому его обычно называют релеевским. Рассеяние на таких частицах следует отличать от молекулярного рассеяния на неоднородностях среды, вызванных флуктуациями плотности или анизотропии молекул. Если значение m очень велико, то даже при малых значениях ρ наряду с коэффициентом c_1 следует учитывать также и b_1. Полученные при этом аналитические формулы имеют иной вид и впервые были получены Томпсоном.

При рэлеевском рассеянии учет только первого слагаемого в суммах ($c_1 = \rho_3(m^2-1)/(m^2+2)$, $Q_1(\theta) = 1$, $S_1(\theta) = \cos\theta$) приводит к следующим формулам для компонент рассеянного поля:

$$E_\varphi = -\frac{\sin\varphi E_0}{k_{a\lambda}} \frac{e^{-ik_{a\lambda}r}}{r} \sum_{l=1}^{\infty} (c_l Q_l + b_l S_l) =$$

$$= -\frac{E_0 e^{-ik_{a\lambda}r}}{r} k_{a\lambda}^2 a^3 \frac{m^2-1}{m^2+2} \sin\varphi,$$

$$E_\theta = \frac{\cos\varphi E_0}{k_{a\lambda}} \frac{e^{-ik_{a\lambda}r}}{r} \sum_{l=1}^{\infty} (c_l S_l + b_l Q_l) =$$

$$= -\frac{E_0 e^{-ik_{a\lambda}r}}{r} k_{a\lambda}^2 a^3 \frac{m^2-1}{m^2+2} \cos\varphi\cos\theta. \qquad (1.39)$$

При рассеянии линейно поляризованного излучения из (1.39) легко получить формулу для полной интенсивности рассеянного излучения простым суммированием компонент $I_l(\beta) = |E_\varphi|^2$ и $I_r(\beta) = |E_\theta|^2$. При рассеянии естественного (неполяризованного) излучения полная интенсивность рассеянного излучения получается дополнительным усреднением по φ, что дает

$$I(\beta) = I_0 \frac{16\pi^4 a^6}{\lambda^4 r^2} \left| \frac{m^2-1}{m^2+2} \right|^2 \left(\frac{1+\cos^2\beta}{2} \right), \qquad (1.40)$$

где слагаемые в круглых скобках соответствуют составляющим интенсивности, перпендикулярным и параллельным плоскости наблюдения.

Коэффициент рэлеевского рассеяния получается сразу же после подстановки коэффициента c_1 в общие формулы (1.31):

$$\sigma_p = \frac{2\pi}{k_{a\lambda}^2} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{l^2 (l+1)^2}{2l+1} (|c_l|^2 + |b_l|^2) = \frac{24\pi^3}{\lambda_a^4} v^2 \left| \frac{m^2-1}{m^2+2} \right|^2, \quad (1.41)$$

где v — объем сферической частицы.

Коэффициент ослабления для рэлеевских частиц имеет разные формулы для малой и большой мнимой части показателя преломления m. При малых значениях мнимой части формула для коэффициента ослабления совпадает с (1.41), как и следовало ожидать. При больших значениях мнимой части m коэффициент ослабления после учета, что $\operatorname{Im}(1-m^2)/(m^2+2) \equiv 6n\varkappa/|m^2+2|^2$, оказывается равным

$$\sigma = \frac{9\pi}{k_{a\lambda}^2} \operatorname{Im} \sum_{l=1}^{\infty} l(l+1)(-1)^l (c_l - b_l) =$$
$$= \frac{4\pi}{k_{a\lambda}^2} \operatorname{Im}(-c_1) = \frac{36\pi n\varkappa v}{(m^2+2)^2 \lambda_a}. \quad (1.42)$$

Как видно из (1.42), коэффициент ослабления в этом случае имеет принципиально иной вид зависимости от длины волны и размеров (объема) частиц и существенно превышает коэффициент рассеяния. Это обстоятельство имеет важное значение для спектроскопии рассеивающих сред, так как позволяет не только объяснить селективность ослабления оптического излучения дисперсной средой, но и использовать его для определения химического состава малых рассеивающих частиц по спектрам поглощения.

Компоненты матрицы рассеяния легко рассчитываются для рэлеевского рассеяния. Для нормированной матрицы рассеяния при этом получается

$$f_{ik} = \frac{3}{4} \begin{vmatrix} 1+\cos^2\beta & -\sin^2\beta & 0 & 0 \\ -\sin^2\beta & 1+\cos^2\beta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\cos\beta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\cos\beta \end{vmatrix}. \quad (1.43)$$

Компонента $f_{11} = 3(1+\cos^2\beta)/4$ соответствует нормированной интенсивности рассеянного естественного излучения (индикатрисе рассеяния) так, что $\frac{1}{4\pi}\int f_{11}(\beta)\,d\omega = 1$. Угловая зависимость индикатрисы рассеяния приведена на рис. 1.5. Внутренняя кривая на этом рисунке изображает составляющую интенсивности I_l.

Степень поляризации при рэлеевском рассеянии естественного излучения имеет вид:

$$P = \frac{I_r - I_l}{I_r + I_l} = \frac{\sin^2\beta}{1+\cos^2\beta}. \quad (1.44)$$

При $\beta = 90°$ она равна 1, при других углах она меньше 1 и всегда положительна.

При рассеянии малыми сильно отражающими или поглощающими (большие m) частицами необходим учет слагаемых в суммах с коэффициентами c_1 и $b_1 = \rho^3(1 + 3\,\mathrm{ctg}\, q/q - 3/q^2)/2$, где $q = m\rho$. Учет дополнительного слагаемого по сравнению со случаем

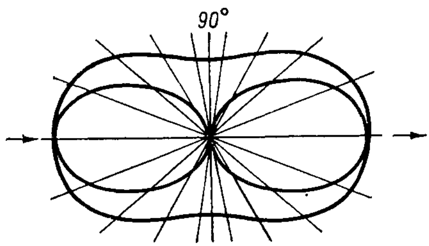


Рис. 1.5. Индикатриса рассеяния при малых ρ и конечных m (рэлеевская индикатриса).

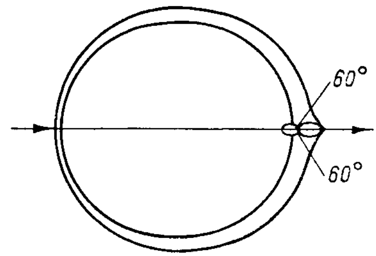


Рис. 1.6. Индикатриса рассеяния полностью отражающей малой частицы.

рэлеевского рассеяния приводит к следующим формулам для составляющих интенсивности:

$$I_l = \frac{I_0}{2r^2}\,\frac{16\pi^4 a^6}{\lambda_a^4}\left[1 - \gamma(q)\,\frac{\cos\beta}{2}\right]^2,$$

$$I_r = \frac{I_0}{2r^2}\,\frac{16\pi^4 a^6}{\lambda_a^4}\left[\frac{\gamma(q)}{2} - \cos\beta\right]^2, \qquad (1.45)$$

где $\gamma(q) = (1 + 3\,\mathrm{ctg}\, q/q - 3/q^2)$. Как видно из (1.45), при малых q функция $\gamma(q) \to 0$ и индикатриса рассеяния становится релеевской. При больших q появляется заметная асимметрия индикатрисы рассеяния. В предельном случае $m \to \infty$ функция $\gamma(q) = 1$ и отношение интенсивностей рассеянного вперед и назад излучения равно $^1/_9$ вместо 1 при рэлеевском рассеянии. Форма индикатрисы рассеяния при этом имеет вид, показанный на рис. 1.6. В этом предельном случае степень поляризации рассеянного излучения имеет максимум в угловой зависимости при 60°.

Расчет коэффициента рассеяния в рассматриваемом случае приводит к формуле

$$\sigma = \frac{24\pi^3 v^2}{\lambda_a^4}\left(1 + \frac{\gamma^2}{4}\right), \qquad (1.46)$$

которая при малых q не совпадает с формулой для рэлеевского рассеяния. В предельном случае $m \to \infty$ коэффициент рассеяния, как видно из сравнения (1.46) и (1.41), в $^5/_4$ раза больше рэлеевского. Существенно, что коэффициенты рассеяния и ослабления для сильно поглощающих или отражающих малых частиц совпадают, что впрочем удается показать и в общем случае любых ρ.

Рассеяние предельно большими частицами. Основная особенность описания рассеяния большими частицами состоит в том, что взаимодействие оптического излучения в этом случае можно рассматривать как два независимых явления: 1) как дифракцию волн, обусловленную разрывом волнового фронта частицей и (по принципу Гюйгенса) появлением определенного углового распределения интенсивности; 2) как отражение и преломление лучей по законам геометрической оптики.

Для описания дифракции волн на большой сферической частице можно получить формулы, исходя непосредственно из теории Ми. С этой целью используется тот факт, что число слагаемых в суммах формул Ми, имеющих примерно одинаковый порядок величины, составляет $l \approx \rho$. Коэффициенты c_l и b_l при $l < \rho$ состоят из постоянного слагаемого и быстро осциллирующей части, вкладом которой в сумму для полей можно пренебречь. Тогда независимо от электрических свойств частицы для коэффициентов c_l и b_l при больших ρ можно записать

$$c_l = (-1)^l \frac{i}{2} \frac{2l+1}{l(l+1)} \approx (-1)^l \frac{i}{l},$$

$$b_l = -(-1)^l \frac{i}{2} \frac{2l+1}{l(l+1)} \approx (-1)^{l+1} \frac{i}{l}. \qquad (1.47)$$

Для угловых функций Q_l и S_l, воспользовавшись асимптотической формулой при малых углах рассеяния, можно получить:

$$Q_l(\beta) = (-1)^l \frac{l^2}{t} \frac{dJ_0(t)}{dt},$$

$$S_l(\beta) = (-1)^{l+1} l^2 \frac{d^2 J_0(t)}{dt}, \qquad (1.48)$$

где $t = l\beta$, а функция $J_0(t)$ — функция Бесселя нулевого порядка. Подставляя записанные приближения (1.47) и (1.48) в суммы для рассеянных полей, заменяя суммирование интегрированием и выполняя интегрирование для составляющей поля E_φ, получим

$$E_\varphi = \frac{\sin\varphi E_0}{k_{a\lambda}} \frac{e^{-ik_{a\lambda} r}}{r} \left(i\rho^2 \frac{J_1(z)}{z} \right), \qquad (1.49)$$

где $z = \beta\rho$. Аналогичное выражение получается и для составляющей рассеянного поля E_θ (вместо сомножителя $\sin\varphi$ будет $\cos\varphi$).

Для суммарной интенсивности рассеянных волн окончательно имеем выражение

$$I(z) = \frac{I_0}{r^2} \frac{\rho^2 a^2}{4} \left(\frac{2J_1(z)}{z} \right)^2, \qquad (1.50)$$

точно совпадающее с формулой для дифракции волн на круглом отверстии (для дифракции Фраунгофера). Сравнение интенсивностей, рассчитанных по приближенной формуле (1.50) и по точным формулам, показывает, что совпадение имеет место в области до

10° для частиц с $\rho \geqslant 30$. Общий вид распределения интенсивности, описываемой функцией $F^2(z) = (2J_1(z)/z)^2$, приведен на рис. 1.7. Как видно из рисунка, основная часть рассеянного вперед излучения (84 %) сосредоточена в узком конусе углов, определяемом величиной $z = 3{,}83$ (первый минимум). Последующие максимумы функции $F^2(z)$ определяют угловое положение так называемых венцов. Однозначная и сильная зависимость углового распределения интенсивности рассеянного вперед излучения от размеров частиц находит широкое применение для оценки размеров частиц.

Интегрирование интенсивности рассеянного излучения по всем углам определяет коэффициент рассеяния. Проводя интегрирование с использованием формулы (1.50), получаем величину πa^2. Следовательно, половина ослабления падающего на частицу потока энергии (полный коэффициент ослабления для больших частиц равен $2\pi a^2$) обусловливается дифракцией волн на шаре, а другая половина — рассеянием за счет отражения и преломления лучей большой частицей.

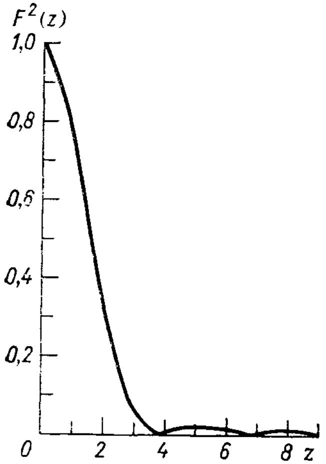


Рис. 1.7. График функции $F(z)$.

Последовательное рассмотрение отражения (с коэффициентом отражения r) и преломления (с коэффициентом проникновения α) луча в сферической частице позволяет рассчитать интенсивность рассеянного излучения в приближении геометрической оптики. Для отраженного луча, претерпевшего одно взаимодействие с частицей и называемого первым производным лучом, интенсивность рассеянного излучения

$$I^{(1)} = \frac{a^2}{4R^2} I_0 r, \tag{1.51}$$

где a — радиус частицы, R — расстояние от точки наблюдения (радиус сферы наблюдения). Для дважды преломленного луча, выходящего из частицы и называемого вторым производным лучом, интенсивность

$$I^{(2)} = \frac{a^2}{4R^2} I_0 \alpha^2 \theta^{(2)}. \tag{1.52}$$

Для интенсивности $I^{(k)}$ при $k \geqslant 2$ получается формула

$$I^{(k)} = \frac{a^2}{4R^2} I_0 r^{k-2} \alpha^2 \,|\, \theta^{(k)} \,|,$$

$$\theta^{(k)} = \frac{\sin 2\varphi}{\sin \beta^{(k)} \,[1 - (k-1) \cos \varphi / n \cos \psi]}, \tag{1.53}$$

где φ — угол падения, ψ — угол преломления, а угол $\beta^{(k)}$ определяет угол рассеяния.

При рассеянии линейно поляризованных лучей необходимо различать лучи с электрическими векторами, лежащими в плоскости падения и перпендикулярными к плоскости падения, которые в геометрической оптике принято называть соответственно p- и s-лучами. Для каждого из этих лучей характерны свои коэффициенты отражения (r_p и r_s) и коэффициенты проникновения (α_p и α_s). При этом $r_s+\alpha_s=1$ и $r_p+\alpha_p=1$. Интенсивность рассеянного излучения для любого производного луча в этом случае определяется формулой, аналогичной (1.53).

Суммарная интенсивность рассеянного излучения большой сферической частицей определяется простым суммированием интенсивностей всех производных лучей. Однако роль разных производных различна. Поэтому для оценки точности расчета суммарной интенсивности представляет интерес проанализировать вклад разных производных луча. Такой анализ можно выполнить на основании имеющихся в литературе численных расчетов для водяных капель ($m={}^4/_3$). При расчете доли рассеянной энергии разными производными (в процентах) для p-, s-лучей и их суммы вплоть до $k=6$ получены следующие результаты:

k	1	2	3	4	5	6	Σ
I_s	10,11	82,32	6,12	0,96	0,26	0,10	99,87
I_p	3,07	94,64	1,98	0,25	0,08	0,03	99,95
I_s+I_p	6,59	88,48	4,00	0,61	0,17	0,06	99,91

Из приведенных данных следует, что 99,9 % всего рассеянного потока энергии обусловливается первыми шестью производными лучей, а более 90 % первыми двумя производными.

Главная особенность интенсивности рассеянного излучения состоит в том, что при некоторых углах рассеяния она обращается в бесконечность. Это происходит, когда знаменатель в (1.53) обращается в нуль. Исключение составляет только случай $\beta^{(k)}=0$, т. е. направление вперед, в котором неопределенность снимается вычислениями. Неопределенность не снимается (интенсивность обращается в бесконечность) в других направлениях, подчиняющихся следующим из (1.53) условиям:

$$1-\frac{k-1}{n}\,\frac{\cos\varphi}{\cos\psi}=0,\quad \cos\varphi=\sqrt{\frac{n^2-1}{k^2-2k}}\,. \tag{1.54}$$

Условия (1.54) определяют угловое положение так называемых радуг. Обращение интенсивностей в бесконечность не является физическим абсурдом и легко объясняется приближенностью полученных формул. Глубокий физический смысл состоит в том, что необходимо учитывать волновые эффекты (дифракцию волн) не только в направлениях вперед и назад, но и в ряде других направлений. Последние, оказывается, соответствуют краевым условиям для отдельных производных лучей, а следовательно, условиям для дифракции.

Учет дифракционных эффектов устраняет все обращения интенсивности в бесконечность, что доказывается численным расчетом по формулам Ми, которые следуют из строгой теории. Полезным результатом приближения геометрической оптики следует признать предсказание особых направлений в рассеянии и возможность приближенного вычисления этих направлений и даже инди-

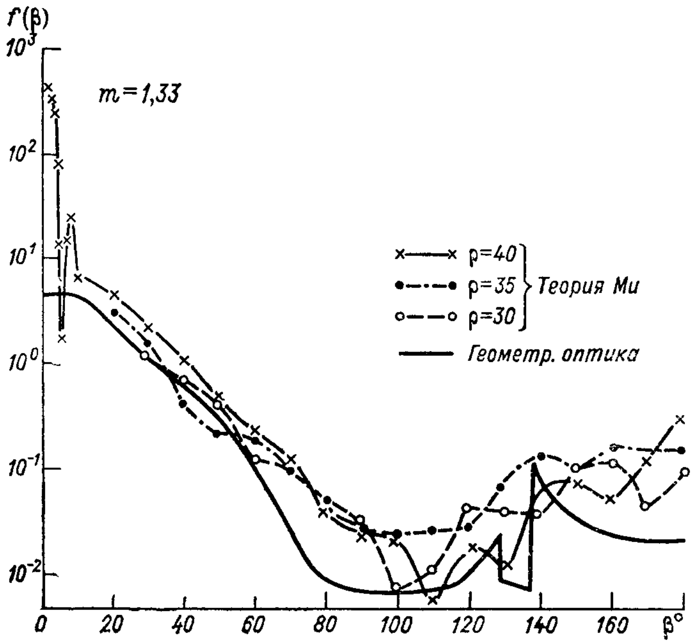


Рис. 1.8. Индикатрисы рассеяния большими частицами, рассчитанные по формулам в приближении геометрической оптики и теории Ми для разных ρ.

катрисы рассеяния (вне этих направлений) на основе достаточно простых рассуждений.

Для индикатрисы рассеяния (нормированной на коэффициент рассеяния) формулы могут быть легко получены для каждого производного луча из соответствующих формул для интенсивностей, т. е.

$$f^{(k)}(\beta) = I^{(k)}R^2 \frac{4\pi}{\pi a^2} = I_0 r^{k-2} \alpha^2 |\theta^{(k)}(\beta)|. \qquad (1.55)$$

Как видно из (1.55), индикатриса рассеяния для производных лучей не зависит от размеров рассеивающей частицы. Следовательно, в той же мере это относится и к суммарной индикатрисе. Результаты расчета суммарной индикатрисы для сферической частицы приведены на рис. 1.8 [5]. Как видно из рисунка, индикатриса рассеяния имеет большую асимметрию и рассеянное излучение сосредоточено в направлении вперед (более 90 % внутри конуса с углом 60°). Отношение рассеянной энергии в переднюю и заднюю полусферы (иногда называют асимметрией индикатрисы) оказывается равным 16,8, тогда как при рэлеевском рассеянии это отношение равно 1.

Результаты расчета степени поляризации приведены на рис. 1.9 [5]. Как видно из рисунка, в области углов наибольшей интенсивности рассеянного излучения (до 60°) степень поляризации имеет отрицательные значения, за исключением области малых углов (до 10°). Причина этого состоит в отрицательной поляризации преломленного излучения, которое сосредоточено в передней полу-

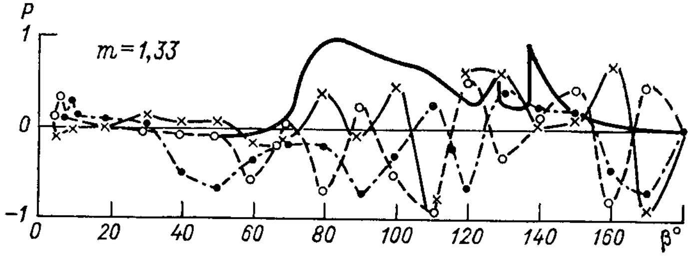


Рис. 1.9. Угловая зависимость степени поляризации рассеянного излучения большими частицами (расчет по формулам в приближении геометрической оптики и теории Ми).

Усл. обозначения см. рис. 1.8.

сфере. Максимальная положительная поляризация имеет место при угле 82° и составляет 97,2 %. В отличие от индикатрисы рассеяния, имеющей сходство с расчетными для $\rho = 30 \div 40$ по формулам Ми, угловая зависимость степени поляризации подобного соответствия не имеет совершенно.

1.4. Рассеяние мягкими частицами

Под мягкими частицами в оптике дисперсных сред принято понимать частицы с показателем преломления, близким к окружающей среде, т. е. с относительным показателем преломления, близким к 1. Закономерности рассеяния оптических волн для этого предельного условия удается описать с помощью аналитических формул, которые могут быть получены не из теории Ми, а из простых физических соображений.

Для мягких частиц следует выделять два предельных случая. Первый относится к случаю с $m \to 1$ и малым значением ρ, которое может быть и не меньше 1 (как в рэлеевском рассеянии), но фактор эффективности ослабления при этом остается много меньше 1. Этот случай рассеяния называется рассеянием Рэлея—Ганса по имени авторов, впервые изучивших этот случай для шаров.

Второй случай относится к большим частицам. Ван де Хюлст назвал его аномальной дифракцией. В этом случае показатель преломления близок к 1 и размеры частиц велики, а интенсивность преломленных и отраженных лучей (в приближении геометрической оптики) становится сравнимой с интенсивностью дифрагированных волн.

Рассеяние Рэлея—Ганса. В основе теории рассеяния малыми мягкими частицами лежат следующие физические соображения. Элементарный объем частицы рассматривается как объект рэлеевского рассеяния. Волны, рассеянные каждым элементом объема (независимо от соседних), интерферируют между собой. Суммирование комплексных амплитуд рассеянных волн с учетом фазовых сдвигов (небольших для простого суммирования) всех элементов объемов дает результат рассеяния всей частицей.

В математической форме результаты этих рассуждений можно записать для амплитудных функций рассеяния частицей в виде [2]:

$$\left.\begin{matrix} A_1(\rho) \\ A_2(\rho) \end{matrix}\right\} = \frac{ik_\lambda^3 (m-1) v}{2\pi} \frac{1}{v} \int e^{i\delta} dv \begin{cases} 1, \\ \cos\beta, \end{cases} \quad (1.56)$$

где значение фазы δ легко рассчитывается из геометрического хода луча в частице. Такие расчеты показывают, что для сферической частицы

$$R(\beta, \varphi) = \frac{1}{v} \int e^{i\delta} dv = \frac{3}{U^3} (\sin U - U \cos U) = G(U), \quad (1.57)$$

где $U = 2k_\lambda a \sin \beta/2$.

Полная интенсивность рассеянного излучения оказывается равной

$$I = |A_1|^2 + |A_2|^2 = I_0 \frac{k_\lambda^4 v^2 |m-1|^2}{8\pi^2 r^2} G^2\left(2\rho \sin \frac{\beta}{2}\right)(1 + \cos^2\beta), \quad (1.58)$$

т. е. отличается от интенсивности для рэлеевского рассеяния только множителем $G^2(U)$, который в направлении вперед равен 1.

При больших углах рассеяния функция $G(U)$ меньше 1 и имеет ряд минимумов и максимумов. С увеличением параметра ρ рассеянное излучение концентрируется в направлении вперед, возрастает количество минимумов в узкой области малых углов и картина рассеяния становится похожей (но не тождественной) на картину дифракции Фраунгофера.

Поляризация рассеянных волн полностью совпадает со случаем рэллевского рассеяния, так как функция в (1.56) не зависит от угла φ.

Коэффициент рассеяния для малых мягких частиц получается интегрированием (1.58) по большой сфере:

$$\sigma_\rho = \pi a^2 (m-1)^2 \varphi(\rho),$$

где

$$\varphi(\rho) = \frac{4\rho^4}{9} \int_0^\pi G^2\left(2\rho \sin\frac{\beta}{2}\right)(1 + \cos^2\beta) \sin\beta \, d\beta = \frac{5}{2} + 2\rho^2 -$$

$$- \frac{\sin 4\rho}{4\rho} - \frac{7}{16\rho^2}(1 - \cos 4\rho) + \left(\frac{1}{2\rho^2} - 2\right)[\gamma + \ln 4\rho - \mathrm{Ci}(4\rho)]. \quad (1.59)$$

Здесь $\gamma = 0{,}577$ — постоянная Эйлера, Ci — интегральный косинус.

В предельном случае $\rho \ll 1$ формула (1.59) дает, как и должно быть, рэлеевский коэффициент рассеяния. В другом предельном случае $\rho \gg 1$ фактор эффективности рассеяния $K_\text{р} = \sigma/\pi a^2$ переходит в

$$K_\text{р} = 2(m-1)\rho^2. \tag{1.60}$$

Полное ослабление мягкими частицами с комплексным показателем преломления определится суммой коэффициентов рассеяния и поглощения. Учитывая, что амплитудная функция для рассеяния вперед полностью совпадает с рэлеевской, коэффициент поглощения также будет совпадать с рэлеевским, т. е.

$$\sigma_\text{п} = -\pi a^2 \frac{\pi\rho}{3} \operatorname{Im} |m^2 - 1| = -\pi a^2 \frac{8\rho}{3} \operatorname{Im}(m-1). \tag{1.61}$$

Функция $R(\beta, \varphi)$ может быть определена не только для сферических частиц, но и для ряда других форм. В частности, интегрирование (1.57) для эллипсоидов приводит к той же функции для $R(\beta, \varphi)$, что и для шаров, но с аргументом $2k_\lambda q \sin\frac{\beta}{2}$ вместо U, где

$$q = \frac{b}{\sqrt{1 - l^2 \cos^2\varphi \cos^2\frac{\beta}{2}}}, \tag{1.62}$$

b — малая полуось эллипсоида вращения, l — его эксцентриситет, а зависимость от азимутального угла φ связана с ориентацией эллипсоида.

Для кругового цилиндра в результате интегрирования получается формула

$$R_\text{ц}(\beta, \varphi) = F\left(k_\lambda a \sin\frac{\beta}{2} \sin\gamma\right) E\left(k_\lambda b \sin\frac{\beta}{2} \cos\gamma\right), \tag{1.63}$$

где угол γ определяет ориентацию кругового цилиндра относительно направлений падающей и рассеянной волн. В частном случае бокового освещения (направление распространения падающей волны перпендикулярно оси цилиндра) $\cos\gamma = \cos\frac{\beta}{2}\cos\varphi$.

Аномальная дифракция. При решении задач о рассеянии оптических волн большими мягкими частицами эффективным оказывается подход, основанный на прослеживании за лучом в пределах шара [2]. При этом в силу малых m преломление луча шаром невелико, а изменениями амплитуды поля за шаром можно пренебречь (коэффициенты отражения Френеля малы). Будем считать поле на плоскости V за шаром (рис. 1.10) равным единице вне геометрической тени. В геометрической тени за шаром учтем изменения поля только по фазе. В точке Q запаздывание фазы определится произведением величины $k_\lambda(m-1)$ на пройденное лучом в шаре расстояние $2a\sin\tau$, т. е.

$$k_\lambda(m-1)2a\sin\tau = x\sin\tau, \tag{1.64}$$

откуда следует физический смысл x (x означает запаздывание фазы луча, проходящего через шар по диаметру). Таким образом, к равному 1 полю первоначальной плоской волны на плоскости V вне геометрической тени добавляется поле $\exp(-ix\sin\tau)$ внутри геометрической тени и, следовательно, поле рассеянной волны в направлении вперед определится величиной $e^{-ix\sin\tau}-1$. Амплитудная функция будет иметь вид

$$A(0) = \frac{k_\lambda^2}{2\pi}\iint\left(1-e^{-ix\sin\tau}\right)d\eta\, d\xi, \tag{1.65}$$

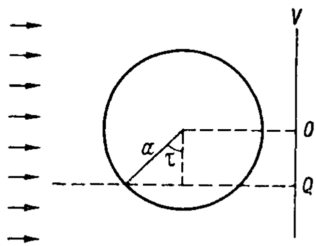


Рис. 1.10. Схема прохождения луча через «мягкий» шар.

где интегрирование выполняется по координатам в плоскости V, а множитель $k_\lambda^2/2\pi$ является нормировочным и обеспечивает для непрозрачного тела ($x\to\infty$) равенство

$$A(0) = \frac{k_\lambda^2}{2\pi}\iint d\eta\, d\xi = \frac{k_\lambda^2}{2\pi}\pi a^2 = \rho^2/2$$

в соответствии с теорией дифракции. Чтобы определить амплитудную функцию $A(\beta)$ для любого направления рассеяния, выберем в плоскости V, перпендикулярной направлению распространения падающей волны, оси координат η и ξ с началом в точке 0 (см. рис. 1.10) так, чтобы ось ξ лежала в плоскости направлений распространения падающей и рассеянной волн. Тогда координаты η и ξ будут связаны с τ соотношением $a^2\cos^2\tau=\eta^2+\xi^2$. Дополнительная разность фаз, которая будет создаваться в направлении распространения рассеянной волны β относительно падающей, приближенно равна $k_\lambda\xi\beta$. Введение в формулу (1.65) этого дополнительного фазового множителя дает

$$A(\beta) = \frac{k_\lambda^2}{2\pi}\iint\left(1-e^{-ix\sin\tau}\right)e^{-ik_\lambda\xi\beta}\, d\eta\, d\xi =$$

$$= \rho^2\int_0^{\pi/2}\left(1-e^{-ix\sin\tau}\right)J(\beta\cos\tau)\cos\tau\sin\tau\, d\tau = \rho^2 B(x,\ \beta). \tag{1.66}$$

Для рассеяния в направлении вперед ($\beta=0$) вычисляем интеграл в (1.66) и получаем

$$B(x,\ 0)=\frac{1}{2}-e^{-ix}\left(\frac{i}{x}-\frac{i}{x^2}\right)+\frac{1}{x^2}. \tag{1.67}$$

Подробный анализ интеграла (1.66) и сравнение его разложений с асимптотическими формулами (в приближении геометрической оптики и дифракционными) показывает, что три члена в (1.67) соответствуют дифракции, преломлению (и отражению) и некоторому «остатку». Наличие последнего указывает на то, что следует очень осторожно складывать члены, обусловленные дифракцией и преломлением. Даже при больших ρ такое сложение (например, в рассмотренном случае) может привести к неверным результатам.

Полученные выше формулы оказываются весьма полезными в оптике аэрозолей. Дело в том, что основные выводы о закономерностях рассеяния оказываются не очень критичными к показателю преломления и могут быть использованы в отдельных случаях до $m\approx 2$, т. е. охватывают большинство атмосферных ситуаций, включая, например, капельки воды в атмосфере.

Интенсивность рассеянного излучения определяется из полученных выше формул просто, так как в рассматриваемом случае $A_1(\beta)=A_2(\beta)=\rho^2 B(x,\ \beta)$. Следовательно, независимо от поляризации падающего излучения интенсивность рассеянного излучения

$$I=\frac{k_\lambda^2 a^4}{r^2}I_0\,|B(x,\ \beta)|^2. \tag{1.68}$$

В предельном случае малых x формула (1.68) переходит в формулу теории Рэлея—Ганса. При больших значениях x угловая зависимость интенсивности рассчитывается по формуле (1.68). Такой расчет был проведен Ван де Хюлстом [2] и показал, что угловое распределение интенсивности имеет характер дифракционной картины, положение и уровень минимумов и максимумов в которой зависят от x и β и отличаются от картины при фраунгоферовской дифракции, т. е. имеет место аномальная дифракция. Следует отметить при этом, что приближенная теория аномальной дифракции не учитывает поляризацию рассеянного излучения, что существенно, если углы рассеяния превышают 20°.

Фактор эффективности ослабления при аномальной дифракции легко определяется по оптической теореме из полученных выше амплитудных функций [2].

$$K=\frac{4}{\rho^2}\operatorname{Re}A(0)=2-\frac{4}{x}\sin x+\frac{4}{x^2}(1-\cos x). \tag{1.69}$$

Формула (1.69) пригодна и для частиц с комплексным показателем преломления при выполнении также условия $|m-1|\ll\ll 1$. Если обозначить соотношение мнимой части показателя преломления χ и действительной части $(n-1)$ через $\operatorname{tg}\eta=\varkappa/(n-1)$, то после преобразований для фактора эффективности ослабления получается формула:

$$K = 2 - 4e^{-x \operatorname{tg} \eta}\left[\frac{\cos \eta}{x} \sin (x-\eta) + \left(\frac{\cos \eta}{x}\right)^2 \cos (x-2\eta)\right] \times$$
$$\times 4\left(\frac{\cos \eta}{x}\right)^2 \cos^2 \eta, \qquad (1.70)$$

которая при $\eta = 0$ переходит в (1.69). Результаты расчета [2] по формуле (1.70) представлены на рис. 1.11. Различные кривые со-

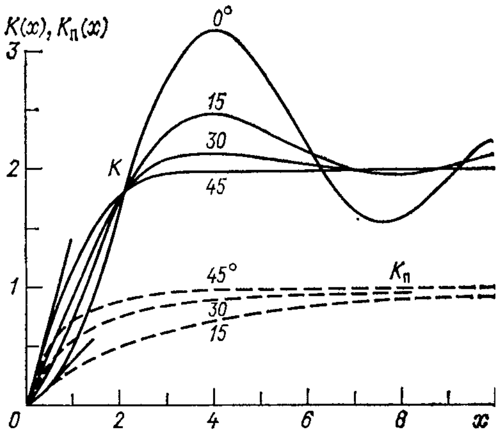


Рис. 1.11. Факторы эффективности ослабления K и поглощения $K_п$ для поглощающих «мягких» шаров.

ответствуют различным значениям η в градусах. Для сравнения на этом же рисунке приведены кривые фактора эффективности поглощения.

Анализ спектральной зависимости фактора эффективности ослабления для «мягких» шаров в линии поглощения по результатам расчета Ван де Хюлста показывает, что только для малых частиц ($x = 0{,}3$) контур ослабления соответствует обычному контуру линии поглощения. При $x = 2$ фактор эффективности K почти не зависит от χ и кривая ослабления практически совпадает с кривой дисперсии. При дальнейшем возрастании x наряду с общим ростом имеет место дальнейшая деформация спектральной кривой ослабления. При $x = 4$ ослабление внутри линии поглощения оказывается меньше, чем вне линии. Кривая ослабления в этом случае похожа скорее на спектральную кривую излучения. Сложная зависимость спектральных кривых ослабления в линии поглощения от размеров и комплексного показателя преломления следует и непосредственно из анализа производных фактора эффективности K по n и χ. Эти производные при разных значениях x принимают различные знаки, что указывает на возможность кривых различного вида.

1.5. Рассеяние неоднородными и несферическими частицами

Большинство естественных объектов рассеяния представляют собой частицы со сложной формой и внутренней структурой физических характеристик. В предыдущем параграфе были рассмотрены некоторые случаи мягких частиц несферической формы. Здесь рассматривается ряд других задач рассеяния неоднородными и несферическими частицами. Анализ решения этих задач представляет самостоятельный интерес и одновременно с его помощью можно обосновать и оценить границы применимости более простых решений для однородных и сферических частиц.

Рассеяние шаром с радиально изменяющимися характеристиками. Впервые задача о рассеянии неоднородным шаром в виде двухслойного была строго решена Аденом и Керкером [19] и независимо К. С. Шифриным [18].

Общее решение задачи о рассеянии электромагнитных волн многослойным шаром получено В. И. Розенбергом и систематически изложено в его монографии [11]. Из полученных при этом громоздких формул для дифрагированных полей на основании точного решения уравнений Максвелла (аналогично решениям Ми) следуют интересные физические результаты. В частности, сравнение амплитуд электрических и магнитных парциальных волн двухслойного и однородного шаров показало, что независимо от m они при высоких порядках (при $l \to \infty$) становятся одинаковыми. Это значит, что с увеличением порядка l электрические и магнитные волны локализуются в поверхностном слое шара и внутренняя его структура никакого значения не имеет, т. е. имеет место своеобразный скин-эффект. Задавая 5 %-ную точность совпадения парциальных волн для двухслойного и однородного шаров, для оценки толщины скин-слоя $\varepsilon_l = (a - b)/b = \Delta a/b$ (b, a — радиусы ядра и шара) К. С. Шифрин получил следующую формулу:

$$(1 + \varepsilon_l)^{2l+1} = 20,$$

из которой следует, в частности, что при $l = 1$ и $\varepsilon_l = 1{,}71$, т. е. при радиусе ядра в 2,7 раза меньше радиуса всего шара влиянием ядра можно пренебречь (с точностью до 5 %). Для $l = 10$ толщина этого слоя уменьшается до $0{,}13\,a$. При очень малых размерах ($\rho \ll 1$) двухслойного шара, по характеристикам представляющего собой тающий лед в видимой области, амплитуда первой парциальной волны будет отличаться от соответствующей амплитуды однородного шара в пределах 30 % при $b/a = 0{,}66$, и в пределах 12 % при $b/a = 0{,}55$.

Некоторые из результатов подробных расчетов, выполненных в [20], приведены на рис. 1.12 и 1.13. Основные выводы, которые следуют из этих расчетных данных, состоят в следующем. Наиболее существенное влияние присутствие ядра в частице оказывает на угловую зависимость степени поляризации (рис. 1.12). При малых размерах частицы ($\rho \leqslant 0{,}2$) это влияние минимально и степень поляризации имеет рэлеевскую угловую зависимость. Наоборот, на фактор ослабления (рис. 1.13) поглощающее ядро оказывает значительное влияние уже при малых размерах частицы. Только при отношении радиусов оболочки и ядра $a/b \geqslant 10$ вклад поглощающего ядра становится малым и составляет около 1 %.

Анализ расчетных данных для двухслойных шаров показывает, что для коэффициента ослабления до $\rho = 5$ можно с достаточной точностью использовать модель однородного шара со средним показателем преломления

$$m' = m_1\left[1 - \left(\frac{b}{a}\right)^3 + m_2\left(\frac{b}{a}\right)^3\right], \tag{1.71}$$

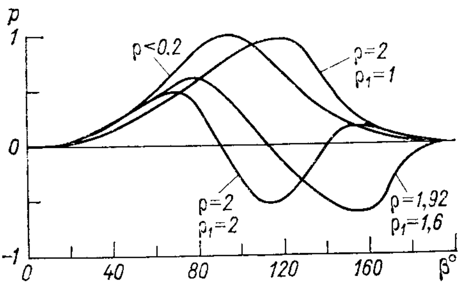


Рис. 1.12. Угловая зависимость степени поляризации рассеянных волн для двухслойных шаров с параметрами ρ и $m = 1{,}33$ для оболочки, ρ_1 и $m_1 = 1{,}59 - 0{,}66i$ для ядра.

где m_1 и m_2 — показатели преломления внутреннего шара и оболочки.

Решение многих практических задач требует количественных данных о рассеянии сферическими частицами с плавной неоднородностью их оптических свойств. Тем более, что эти характеристики часто и существенно отличаются от аналогичных для однородных сфер. Наиболее детально исследования в этом направлении выполнены в последние годы А. П. Пришивалко и др. [10]. Результаты точных расчетов для водных капель с экспоненциальным убыванием показателя преломления от центра с $m_0 = 1{,}6$ к периферии до $m = 1{,}33$ показали, что наилучшее соответствие кривых для неоднородных и однородных шаров имеет место, когда для однородных шаров выбирался средний по объему показатель преломления

$$\tilde{m} = \frac{1}{v}\int\limits_v m_i(r)\,dv. \tag{1.72}$$

Сравнение факторов эффективности рассеяния однородных и неоднородных шаров определяет основные особенности закономерностей рассеяния неоднородными шарами (рис. 1.14). Основной вывод, который следует из приведенных на рисунке данных, состоит в том, что расхождение кривых увеличивается с увеличением разности показателей преломления Δm в центре шара и на границе. Если для кривых *3* ($m_0 = 1{,}6$, $m = 1{,}33$) и *3'* ($\tilde{m} = 1{,}429$) модель однородного шара правильно описывает и положение основных максимумов и их высоту (с точностью не хуже 30 %), то для кривых *1* ($m_0=1{,}6$, $m=1{,}1$) и *1′* ($\tilde{m}=1{,}269$) расхождения становятся неприемлемыми.

Анализ расчетных данных показывает [10], что точность моделирования коэффициентов рассеяния для неоднородных шаров однородными с эффективным (средним по объему) показателем преломления улучшается только для мягких частиц и в ограниченном диапазоне ρ. Несколько лучше обстоит дело с закономерностями для индикатрис рассеяния. Угловая зависимость индикат-

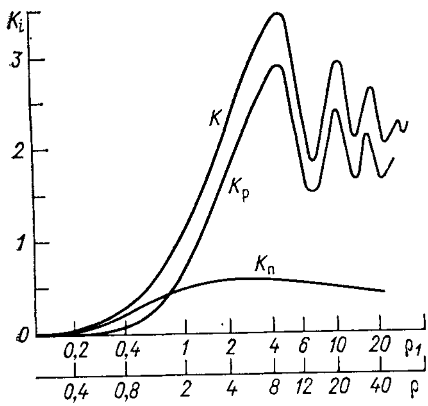


Рис. 1.13. Факторы эффективности K_i для двухслойного шара с параметрами ρ и $m=1{,}33$ для оболочки, ρ_1 и $m=1{,}59-0{,}66i$ для ядра.

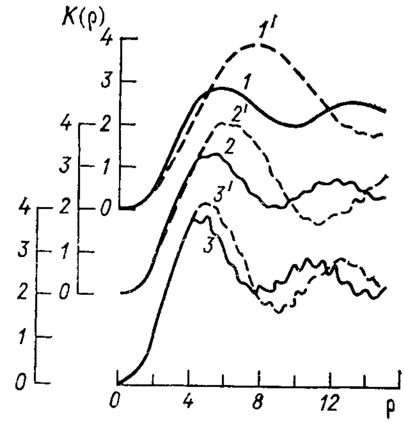


Рис. 1.14. Фактор эффективности рассеяния для радиально неоднородных (*1—3*) и однородных (*1′—3′*) шаров.
1, 1′) $\tilde{m}=1{,}269$; *2, 2′*) $\tilde{m}=1{,}341$; *3, 3′*) $\tilde{m}=1{,}429$.

рисы рассеяния для неоднородного шара качественно правильно описывается такой же зависимостью для однородного шара с эффективным показателем преломления. Исключение составляют большие углы рассеяния и прежде всего область 180°.

Рассеяние жесткой системой сферических частиц. В природе и лабораторных условиях часто встречаются крупные частицы в виде слипшихся мелких. Такие крупные частицы можно моделировать системой близкорасположенных шаров и надеяться, что модель позволит выявить основные закономерности рассеяния крупной частицей.

Согласно впервые полученному в [24] решению, для двух близко расположенных малых сфер ($\rho<1$) интенсивность рассеянного излучения отличается от интенсивности излучения, рассеянного независимыми сферами, поправочным коэффициентом

$$\frac{1}{|D|^2}=1+2\left(\frac{a}{R}\right)^3\left[x^3 f_1(x)\chi-x^3 f_2(x)n\right]+$$
$$+\left(\frac{a}{R}\right)^6 x^6\left[f_1^2(x)+f_2^2(x)\right]|m|^2, \qquad (1.73)$$

где $x = k_\lambda R$, R — расстояние между центрами частиц, k_λ — волновое число, a — радиус частицы, $m = n + i\chi$ — комплексный показатель преломления сфер, функции

$$f_1(x) = \frac{\sin x}{x} + \frac{\cos x}{x^2} - \frac{\sin x}{x^3},$$

$$f_2(x) = -\frac{\cos x}{x} + \frac{\sin x}{x^2} + \frac{\cos x}{x^3}.$$

Из (1.73) видно, что поправочный коэффициент не зависит от направления рассеянного излучения и, следовательно, определяет также изменение общей интенсивности рассеянного излучения, т. е. сечение ослабления двумя близкими сферами. Физически такой вывод в предельном случае малых рассеивателей понятен: при плотной упаковке двух малых рассеивателей (при их слипании) индикатриса рассеяния остается рэлеевской, а коэффициент ослабления увеличивается пропорционально квадрату объема частицы.

Выполненные по формуле (1.73) расчеты показывают, что поправочный коэффициент, обратная величина которого определяет отношение коэффициентов рассеяния при различных расстояниях между рассеивателями, сложным образом зависит от размеров сфер, их показателей преломления, расстояния между сферами и принимает значения больше или меньше единицы. Интерпретация рассеянных полей в ближней зоне (при малом R) приводит, как видно из (1.73), к осциллирующей зависимости коэффициента рассеяния от расстояния между рассеивателями. Амплитуда осцилляций коэффициента рассеяния для двух малых частиц существенно зависит от расстояний между ними. При плотном расположении сфер поправочный коэффициент может отличаться от единицы в несколько раз. При расстоянии между сферами более двух их диаметров отличие не превышает десятков процентов.

Последующие теоретические исследования были направлены на снятие ограничений на размеры частиц и направления падающей волны. Так, О. А. Гермогеновой [4] была решена задача о рассеянии двумя шарами с произвольными размерами и направлением падающей волны. Обобщение решений на систему из двух тел и работу в этом направлении применительно к радиофизическим характеристикам рассеяния выполнил Е. А. Иванов [8]. Дальнейшее обобщение задачи на систему многих шаров, в том числе и неоднородных, при различных ориентациях падающей волны проведено В. И. Розенбергом [20]. Один из расчетных результатов [20] для частиц с показателем преломления $m = 2{,}8 - 1{,}2i$ приведен на рис. 1.15.

На рис. 1.15 отчетливо просматривается осциллирующая зависимость суммарного ослабления системой частиц от расстояния между ними. Амплитуда осцилляций может достигать более 50 % в обе стороны. Таким образом, общее ослабление частицами сложной формы (конгломератами из нескольких частиц), как показывают расчеты, может оказаться и больше, и меньше суммарного ослабления этими составляющими при их ослаблении независимо друг от друга. Имеющиеся экспериментальные исследования в радиодиапазоне подтверждают такую осциллирующую зависимость общего ослабления от расстояния между частицами. Примером могут служить результаты измерений, приведенные в [23].

Рассеяние несферическими частицами. Наиболее подробно для несферических частиц исследован случай круговых цилиндров [2]. Общая постановка задачи, включая граничные условия, не отличается от задачи для сферических частиц. Основное отличие при

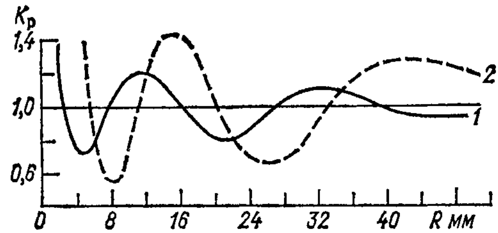


Рис. 1.15. Зависимость фактора эффективности ослабления для жесткой системы из четырех шаров от расстояния между ними.

1 — система частиц с ρ, равными 2,3, 4,6, 6,9 и 9,2; 2 — система частиц из четырех шаров с ρ=9,2.

ее решении состоит в том, что для цилиндров необходимо учитывать два случая:

1) вектор электрического поля параллелен оси цилиндра;
2) вектор магнитного поля параллелен оси цилиндра.

Необходимость выделения этих двух случаев понятна из общих физических соображений и вызвана отсутствием сферической симметрии. По той же причине имеет место еще одно отличие от решения задачи для сферических частиц: дифференциальные уравнения для полей не могут быть разбиты на две системы независимых уравнений. Решение в общем случае наклонного падения получается в виде слабосходящихся рядов, как и для сферических частиц.

При перпендикулярном освещении бесконечно длинных цилиндров решение для рассеянной волны в волновой зоне ($k_\lambda r \gg 1$) имеет вид

$$U_i = \sqrt{\frac{2}{\pi k_\lambda r}}\, e^{-ik_\lambda r + i\omega t - i\frac{3\pi}{4}}\, T_i(\beta), \qquad (1.74)$$

где $T_i(\beta) = \sum\limits_{n=-\infty}^{+\infty} b_n^{(i)} n^{in\beta}$, а коэффициенты $b_n^{(i)}$ определяются из граничных условий и в рассматриваемом случае

$$b_n^{(1)} = \frac{mJ_1'(y)\,J_n(\rho) - J_n(y)\,J_n'(\rho)}{mJ_n'(y)\,H_n(\rho) - mJ_n(y)\,H_n'(\rho)},$$

$$b_n^{(2)} = \frac{J_n'(y)\,J_n(\rho) - mJ_n(y)\,J_n'(\rho)}{J_n'(y)\,H_n(\rho) - mJ_n(y)\,H_n'(\rho)},$$

где штрихи означают производные, $H_n(\rho)$ — функция Ханкеля второго рода, $y = mk_\lambda a$, $\rho = k_\lambda a$, a — радиус цилиндра.

Факторы эффективности ослабления или рассеяния получаются из приведенных выше формул путем использования оптической теоремы (для ослабления) или интегрированием интенсивности (для рассеяния). В частности, для фактора эффективности ослабления получаются формулы:

$$K=\frac{2}{x}\operatorname{Re}T(0)=\begin{cases}\dfrac{2}{x}\sum\limits_{n=-\infty}^{+\infty}\operatorname{Re}b_n^{(1)} & \text{(случай I)},\\[2ex] \dfrac{2}{x}\sum\limits_{n=-\infty}^{+\infty}b_n^{(2)} & \text{(случай II)}.\end{cases} \tag{1.75}$$

Результаты расчетов по формулам (1.75) показывают, что факторы эффективности отличаются для случаев I и II заметнее при

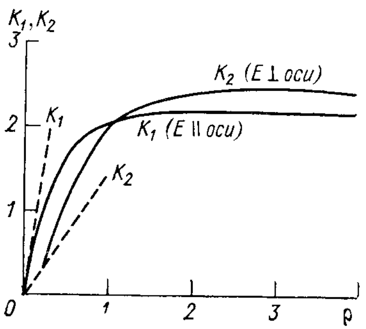


Рис. 1.16. Факторы эффективности ослабления для очень длинных цилиндров в случаях I и II при показателе преломления $m=\sqrt{2}\,(1-i)$.

больших значениях показателя преломления. Для мягких частиц ($m\to 1$) зависимость ослабления от состояния поляризации падающей волны исчезает полностью.

Интересный расчетный результат был получен Ван де Хюлстом [2] для поглощающих цилиндров. При показателе преломления $m=\sqrt{2}(1-i)$, что соответствует частицам железа в воздухе, вычисления коэффициентов $b_n^{(1)}$ и $b_n^{(2)}$ ему удалось существенно упростить за счет разложения в ряд бесселевых функций с выбранным комплексным аргументом. В резvльтате были рассчитаны кривые ослабления для K_1 и K_2 в зависимости от параметра $\rho = k_\lambda a$, где a — радиус цилиндра. Их вид приведен на рис. 1.16. Каждая из кривых на этом рисунке похожа на кривые ослабления для сферических частиц (см., например, рис. 1.3). Но важным отличием является их несовпадение и пересечение при $\rho=1{,}18$. Несовпадение кривых K_1 и K_2 означает, что ослабление длинным цилиндром (проволокой) будет различным при разной ориентации его. Этот ориентационный эффект для ослабления в оптике давно наблюдался в опытах с проволочными решетками, когда их устанавливали в качестве дифракционных решеток перед астрономическими объективами, и получил название эффекта Дебуа. Как видим, данные на рис. 1.16 позволяют понять физическую природу этого эффекта.

Задачи рассеяния волн телами различной формы и с разными физическими характеристиками представляют собой обширную область исследований в оптике и радиофизике. Предметом многочисленных публикаций в настоящее время являются прежде всего задачи рассеяния электромагнитных волн на телах со строгими формами, поддающихся более простому математическому описанию (эллиптические и параболические цилиндры, параболоиды вращения, плоские диски и полосы, жесткие системы тел и т. д.). К числу фундаментальных обобщений этих результатов относятся, например, монографии В. А. Фока [14] и Каули [9].

Рассеяние анизотропными частицами. Для ряда веществ, из которых могут состоять рассеивающие частицы, электромагнитное возбуждение зависит от направления электромагнитного поля. К таким анизотропным веществам относятся некоторые группы кристаллов, отдельные аморфные тела в естественных условиях или при механических напряжениях (искусственная анизотропия). Для электрически анизотропных сред вектор электрической индукции $\bar{D}$ не будет параллельным электрическому вектору $\bar{E}$ и, следовательно, в общем случае каждая из компонент $\bar{D}$ имеет линейную связь с компонентами $\bar{E}$ через отношения типа

$$D_i = \sum_k \varepsilon_{ik} E_k, \tag{1.76}$$

где ε_{ik} — тензор диэлектрической проницаемости, а индекс k обозначает компоненты поля в той или иной системе координат.

При описании рассеяния анизотропными частицами, как и любого другого взаимодействия оптического излучения со средой, нельзя обойтись двумя амплитудными функциями A_1 и A_2, которые для изотропных частиц однозначно связывали две поперечных компоненты рассеянного поля с соответствующими компонентами падающего поля. Теперь для компонент рассеянного электрического поля следует записать

$$\begin{pmatrix} E_l \\ E_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 A_4 \\ A_3 A_2 \end{pmatrix} \frac{e^{-ik_\lambda r + ik_\lambda z}}{ik_\lambda z} \begin{pmatrix} E_{l0} \\ E_{r0} \end{pmatrix}. \tag{1.77}$$

Для интенсивности рассеянного излучения, как видно из (1.77), матрица преобразования будет состоять из 16 элементов, описывающих все возможные поляризационные эффекты при рассеянии.

Теория рассеяния отдельными анизотропными частицами в настоящее время практически отсутствует. Тем не менее можно выделить четыре оптических эффекта, которые имеют место при взаимодействии оптического излучения с анизотропными средами и будут появляться также и при рассеянии анизотропными частицами.

1. *Двойное лучепреломление.* Этот эффект возникает за счет разных фазовых скоростей распространения двух компонент плоско поляризованных волн при распространении в анизотропной среде. Разные фазовые скорости определяют разные показатели

преломления (два преломленных луча). При линейном взаимодействии оптического излучения с веществом имеется возможность раздельного прослеживания за изменениями каждой из компонент поля (за амплитудой обыкновенного и необыкновенного луча). Двойное лучепреломление рассеивающей анизотропной частицей приведет к изменению поляризации и угловой зависимости интенсивности рассеянного излучения по сравнению с этими характеристиками для изотропной частицы тех же размеров и форм. По-видимому, в меньшей степени эти изменения будут иметь место для коэффициентов рассеяния и ослабления.

2. *Вращение плоскости поляризации.* Этот эффект возникает за счет разных фазовых скоростей распространения для разных направлений вращения поляризованных по кругу волн. Можно ожидать незначительным влияние этого эффекта на картину рассеяния анизотропными частицами (по сравнению с изотропными), обычно имеющими размеры не более сотен микрон. Напомним, что кварцевая пластинка толщиной 1 мм вращает плоскость поляризации на 17° в красной области спектра. В ультрафиолетовой области угол вращения может достигнуть и нескольких сотен градусов.

3. *Линейный плеохроизм.* Для одноосных кристаллов, имеющих одну оптическую ось (можно выбрать два или более кристаллографически эквивалентных направлений в одной плоскости), поглощение плоско поляризованной волны в двух плоскостях колебаний будет различным. При освещении естественными волнами такой кристалл приобретает окраску из двух цветов, и эффект называется дихроизмом. Для двухосных кристаллов, имеющих две оптические оси (невозможно выбрать два кристаллографически эквивалентных направления в одной плоскости), поглощение будет различным в трех плоскостях колебаний электрического вектора. Эффект для такого кристалла часто называют трихроизмом. В общем случае, когда поглощение различается для многих плоскостей колебаний, эффект называют плеохроизмом. Анизотропная частица при линейном плеохроизме представляет собой такой объект рассеяния, который для различных плоскостей колебаний электрического вектора будет иметь разные мнимые части показателя преломления и, следовательно, разные амплитуды рассеянной волны. В двух предыдущих случаях различным было влияние на фазу рассеянной волны.

4. *Круговой плеохроизм.* Этот эффект отличается от предыдущего тем, что поглощение волн будет различным в зависимости не от плоскости колебаний электрического вектора, а от направления вращения поляризованных по кругу волн.

В заключение отметим, что многие особенности рассеяния оптического излучения неоднородными, анизотропными или несферическими частицами исчезают при наблюдениях в реальных условиях для системы хаотично ориентированных частиц. В таких случаях оказывается удобной модель изотропных или сферических частиц для интерпретации закономерностей тех или иных рассеивающих свойств системы частиц. Однако далеко не во всех практических случаях это моделирование оказывается оправданным. Подробный анализ влияния различных типов ориентации малых частиц на рассеивающие свойства системы частиц проведен в монографии [6]. Важные практические результаты для кристаллических облаков содержатся в монографии [3] (см. гл. 4).

ГЛАВА 2. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИСПЕРСНЫХ СРЕДАХ

Обобщение теории рассеяния оптического излучения отдельными частицами на систему частиц (в дисперсных средах) в общем случае не является тривиальной задачей. Более просто эта задача решается для разреженного облака частиц, когда можно ограничиться только однократным рассеянием. Теория однократного рассеяния системой частиц строго обосновывает аддитивность оптических характеристик отдельных независимых рассеивателей, с одной стороны, и физические основы измерений оптического излучения при рассеянии системой частиц (фотометрию дисперсных сред), с другой стороны.

В общем случае многократного рассеяния теория переноса оптического излучения в дисперсных средах оказывается более сложной. Но только в этом случае можно рассчитывать на строгое физическое обоснование проблемы и получить для многих практически важных ситуаций необходимые уравнения для поля рассеянного излучения. Переход от этих уравнений к уравнениям измеряемых величин обеспечивает практическое использование последних в виде уравнения переноса энергии излучения, уравнения переноса оптического изображения, уравнения оптической локации.

2.1. Теория однократного рассеяния

Под однократным рассеянием принято понимать взаимодействие падающего излучения с системой рассеивателей, при котором вторичное (рассеянное) излучение обусловлено в основном одним актом рассеяния каждой частицы. При этом часто учитывается возможное затухание интенсивностей как падающего излучения до акта взаимодействия, так и рассеянного излучения после акта взаимодействия (на пути к приемнику). Для дисперсных сред затухание интенсивности вдоль пути распространения вызывается поглощением среды и рассеянием частицами на этом пути. При таком учете затухания интенсивности проходящего или рассеянного излучения фактически учитывается многократное рассеяние. Поэтому приближение однократного рассеяния с учетом затухания интенсивности в дисперсной среде иногда называют первым приближением многократного рассеяния [18]. Именно такое приближение теории переноса излучения рассматривается в этом параграфе. Получение и анализ формул в приближении однократного рассеяния проведен для случая непрерывного излучения. Соответствующий анализ формул для импульсного излучения содержится в параграфе по оптической локации.

Рассеяние независимыми частицами. В основе теории переноса излучения через систему частиц в приближении однократного рассеяния лежат закономерности рассеяния независимыми частицами, при котором фазовые соотношения рассеянных разными частицами волн совершенно случайны (интерференция отсутствует) и без учета фазы могут складываться не амплитуды, а интенсивности рассеянных волн. Иначе говоря, если обозначить интенсивность рассеянной i-й частицей волны через I_i, то суммарная интенсивность определится соотношением $I(\varphi, \theta)=\sum\limits_i I_i(\varphi, \theta)$. Интегрирование по всем направлениям не изменит этого соотношения и, следовательно, для сечения рассеяния системой частиц в этом случае получим $\sigma_p=\sum \sigma_{pi}$. Наоборот, для случая рассеяния в направлении вперед интерференция рассеянных волн всегда имеет место, так как независимо от положения частиц относительно некоторого начала координат сохраняется определенное соотношение фаз. Следовательно, при очень малых углах рассеяния необходимо складывать не интенсивности, а амплитуды рассеянных волн. Поэтому для суммарной амплитудной функции $A(0)$ можно записать: $A(0)=\sum A_i(0)$. Но по оптической теореме ослабления величина $A(0)$ однозначно связана с сечением ослабления, т. е. $\sigma=\sum\limits_i \sigma_i$. Таким образом, по совершенно различным причинам сечения рассеяния и ослабления для системы независимых частиц аддитивны. Простым вычитанием доказывается это правило и для сечения поглощения.

Систему независимых рассеивателей можно рассматривать как некоторый статистический ансамбль ослабителей для проходящего (прямого) излучения. Статистический расчет для системы из N частиц [40] приводит к формуле

$$I_N=I_0\left(1-\frac{\tau}{N_0S_0l}\right)^{N_0S_0l}, \qquad (2.1)$$

где S_0 — поперечное сечение оптического пучка, N_0 — концентрация рассеивателей, l — толщина рассеивающего слоя, τ — оптическая толща. Формула (2.1) представляет собой замечательный предел, который при $N_0S_0l\to\infty$ соответствует экспоненциальному затуханию интенсивности

$$I=I_0\lim_{N_0S_0l\to\infty}\left(1-\frac{\tau}{N_0S_0l}\right)^{N_0S_0l}=I_0l^{-\tau}. \qquad (2.2)$$

Таким образом, только при достаточно большом числе рассеивателей N_0S_0l затухание интенсивности проходящего излучения соответствует экспоненциальному закону ослабления, который в дифференциальной форме имеет вид

$$dI=-kI\,dl \qquad (2.3)$$

и известен как закон Бугера. Впервые Бугер его сформулировал на основании результатов своих экспериментальных исследований в 1729 г. в «Оптическом трактате о градации света».

Коэффициент пропорциональности k в (2.3) называется объемным коэффициентом ослабления (экстинкции) и имеет единицу $м^{-1}$ в отличие от суммарного сечения ослабления отдельными частицами, имеющего единицу $м^2$. Если единичный объем содержит N_0 рассеивающих частиц с плотностью распределения по размерам $g(a)$, то объемный коэффициент ослабления однозначно связан с коэффициентом (сечением) ослабления отдельными частицами $\sigma(a)$ соотношением

$$k = N_0 \int\limits_0^\infty \sigma(a)\, g(a)\, da. \tag{2.4}$$

Аналогичная связь с сечениями имеется и для объемных коэффициентов рассеяния $k_р$ и поглощения $k_п$.

Из трех объемных коэффициентов лишь два являются независимыми, так как $k = k_р + k_п$. Пары этих характеристик рассеивающей среды выбираются произвольно. Иногда удобной парой оказывается один из коэффициентов (ослабления, рассеяния или поглощения) и величина $\Lambda = k_р/(k_р + k_п)$ — вероятность выживания фотона (или альбедо однократного рассеяния). Ослабление оптических волн дисперсной средой в целом полностью характеризуется парой характеристик, но, подчеркнем, только в случае изотропных рассеивающих частиц среды. Если дисперсная среда оптически активна или анизотропна, тогда ослабление оптических волн в ней описывается большим количеством энергетических характеристик.

В общем случае (при учете поляризационных эффектов в анизотропной среде) вместо уравнения (2.3) для интенсивности следует использовать аналогичное уравнение для изменения параметров Стокса. При прохождении оптическим пучком элемента пути dl в среде в этом случае имеем [25, 33]:

$$dS_i = -\sum_j k_{ij} S_j\, dl. \tag{2.5}$$

Здесь k_{ij} представляет собой матрицу экстинкции ($i, j = 1, 2, 3, 4$), которая для изотропной рассеивающей среды вырождается в коэффициент ослабления k.

Без учета поляризационных эффектов третьей основной независимой характеристикой элементарного рассеивающего объема является индикатриса рассеяния. Как и коэффициенты ослабления, рассеяния и поглощения, она однозначно связана с индикатрисой рассеяния для отдельных частиц соотношением

$$f(\gamma) = N \int\limits_0^\infty f_1(a, \gamma)\, g(a)\, da. \tag{2.6}$$

При учете поляризационных эффектов для системы частиц вместо третьей характеристики — индикатрисы рассеяния $f(\gamma)$ — необходимо ввести матрицу рассеяния, все 16 компонент которой определяются через соответствующие компоненты для отдельных частиц аналогично (2.6). В общем случае все 16 компонент матрицы рассеяния являются независимыми. Однако роль различных компонент матрицы в описании оптических свойств среды неравнозначна. Так, в случае туманов и облаков, пренебрегая малозначительным влиянием несферичности капелек, можно ограничиться всего четырьмя независимыми компонентами матрицы рассеяния и коэффициентами рассеяния и ослабления, т. е. шестью независимыми оптическими характеристиками. Часто рассеивающий объем оказывается изотропным в результате хаотического распределения анизотропных частиц по ориентациям. В этом случае для описания свойств среды также можно ограничиться меньшим числом оптических характеристик.

Условия, при которых сохраняются закономерности рассеяния независимыми частицами, определяются требованием малой концентрации рассеивателей. Теоретические оценки минимальных расстояний между частицами, при которых эти условия выполняются, могут быть получены из обсужденных в первой главе решений задачи о рассеянии системой жестко связанных частиц. Результаты теоретических оценок, а также проведенных экспериментальных исследований подробно обсуждены в монографии авторов [16]. Итоги этого обсуждения сводятся к тому, что отклонения от закономерностей рассеяния независимыми частицами обнаруживаются для малых рассеивателей $\left(\rho=\frac{2\pi a}{\lambda}\leqslant 10\right)$ при расстояниях между ними $(4\div 6)\,a$ и менее, а для больших рассеивателей $(\rho > 10)$ при $10\,a$ и менее (a — радиус рассеивателей).

Формулы для затухания интенсивности оптического пучка. При описании затухания прямого излучения с помощью закона Бугера предполагается, что вся рассеянная частицами энергия изымается из пучка, а коэффициент ослабления определяется интегрированием рассеянной в стороны энергии, включая и направление вперед. На самом деле приемником излучения наряду с прямым излучением всегда регистрируется какая-то доля рассеянного вперед излучения. Эта доля зависит от условий эксперимента и определяет степень отклонения закона затухания интенсивности в дисперсных средах от закона Бугера даже при однократном рассеянии.

Общая формула для затухания интенсивности оптического пучка в приближении однократного рассеяния может быть получена, если рассмотреть схему эксперимента, представленную на рис. 2.1. Пусть частицы равномерно заполняют рассеивающий слой толщиной L.

Для больших сферических частиц индикатрису рассеяния можно с достаточной точностью описать дифракционной составляющей

$$f(\gamma)=\frac{\rho^2}{2}\,\frac{J_1^2(\rho\gamma)}{(\rho\gamma)^2}, \tag{2.7}$$

где $J_1(\rho\gamma)$ — функция Бесселя первого порядка. Как и ранее, здесь $\rho = 2\pi a/\lambda$, a — радиус частицы. Тогда от каждой частицы, находящейся в элементарном объеме на расстоянии l от приемного объектива, фотоприемником будет регистрироваться доля рассеянного вперед излучения, сосредоточенная внутри конуса с угловым раствором ψ. При учете только однократного рассеяния эта доля для больших сферических частиц определяется формулой

$$F(\xi) = \frac{k_p}{4\pi} 2\pi \int_0^{\psi} f(\gamma)\,\gamma\, d\gamma = 2\pi a^2 \int_0^{\xi} [J_1(t)/t]^2\, t\, dt. \quad (2.8)$$

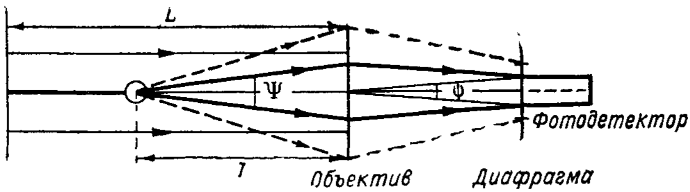


Рис. 2.1. Схема измерений интенсивности коллимированного оптического пучка при малой толщине рассеивающего слоя.

Интеграл в (2.8) легко вычислить, если воспользоваться соотношением $J_1(t) = [J_0(t) - J_1'(t)]$. Тогда

$$F(\xi) = \pi a^2 [1 - J_0^2(\xi) - J_1^2(\xi)], \quad (2.9)$$

где $\xi = \rho\psi$, $J_0(\xi)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Величина $F(\xi)$ определяет ту долю рассеянного излучения, которая не изымается из проходящего потока излучения и, следовательно, должна вычитаться из коэффициента рассеяния. Для элементарного объема, содержащего N частиц, измеряемый объемный коэффициент рассеяния будет, таким образом, равен

$$k_p^{и} = k_p - NF(\xi) = N\pi a^2 R(\xi), \quad (2.10)$$

где

$$R(\xi) = 1 + J_0^2(\xi) + J_1^2(\xi).$$

Если проинтегрировать (2.10) по всему пути распространения луча, то для измеряемого объемного коэффициента получаем формулу

$$k_p^{и} = N\pi a^2 \left\{ R(Z_0)\frac{Z}{Z_0} + Z \int_Z^{Z_0} \frac{\varphi(\xi)}{\xi^2}\, d\xi \right\} =$$
$$= N\pi a^2 K(Z, Z_0) = k_p K(Z, Z_0)/2. \quad (2.11)$$

Здесь

$$\varphi(Z) = \begin{cases} R(Z_0) & \text{при} \quad Z \geqslant Z_0, \\ R(Z) & \text{при} \quad Z < Z_0, \end{cases}$$

где $Z_0 = \rho\Psi$, $Z = \rho \frac{d}{2L}$ (d — диаметр приемного объектива, L — толщина рассеивающего слоя).

В частном случае $Z \geqslant Z_0$ формула (2.11) переходит в (2.10). Различие измеренных коэффициентов рассеяния в этом случае впервые было экспериментально обнаружено Синклером [41], а формула (2.10) получена К. С. Шифриным [34]. Позднее формула (2.10) была экспериментально проверена для капель дождя Е. А. Поляковой [24].

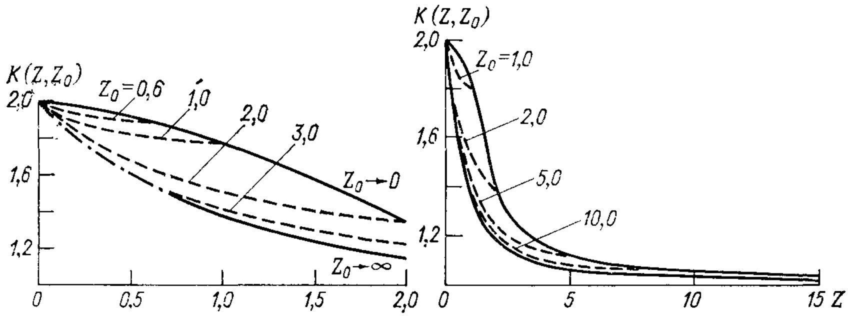


Рис. 2.2. Зависимость поправочного коэффициента $K(z, z_0)$ от z при различных z_0.

Формула для затухания интенсивности оптического пучка теперь получается просто подстановкой измеряемого коэффициента рассеяния $k^{\text{и}}_p$ вместо k_p в законе Бугера:

$$I = I_0 e^{-k_p^{\text{и}} L} = I_0 e^{-k_p L K(Z, Z_0)/2}. \qquad (2.12)$$

Результаты расчета коэффициента $K(Z, Z_0)$ представлены на рис. 2.2, верхняя кривая на котором соответствует $Z_0 \to 0$ (очень малый угол зрения приемника Ψ), а нижняя $Z_0 \to \infty$ (угол приема определяется только отношением $d/2L$). Промежуточные штриховые кривые соответствуют конкретным значениям Z_0. Эти кривые для больших значений Z после пересечения с верхней кривой совпадают с последней. Экспериментальная проверка в искусственных туманах и при атмосферных осадках показала хорошее согласие расчетных и измеренных данных [16]. Как видно из рис. 2.2, коэффициент $K(Z, Z_0)$ при определенных условиях эксперимента сильно зависит от толщины рассеивающего слоя. Следовательно, при этих условиях затухание яркости не описывается законом Бугера. Тем не менее, об экспоненциальном законе ослабления можно говорить при постоянной толщине слоя L, если оптическая толща изменяется за счет концентрации рассеивателей.

Границы применимости полученных выше формул были нами исследованы экспериментально в лабораторных условиях [16]. В качестве источника излучения при этом использовался лазер на длине волны 0,63 мкм с угловой расходимостью излучения около

6′, а диаметр лазерного пучка составлял около 8 мм. Дисперсные среды (молочный раствор или взвесь ликоподия в спиртовом растворе) помещались в кювете с переменной толщиной. Приемная система представляла собой объектив, в фокальной плоскости которого находился фотодетектор. Если при такой схеме измерений в фокальной плоскости приемного объектива помещалась диафрагма с угловым отверстием Ψ_1 и экран с угловыми размерами Ψ_2, то приемная система регистрировала только рассеянное излучение одной и более высоких кратностей в диапазоне углов ($\Psi_1 - \Psi_2$). Если перед приемным объективом помещался экран, полностью перекрывающий прямое излучение, а в фокальной плоскости

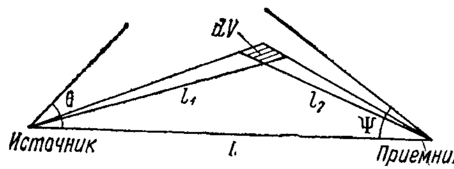


Рис. 2.3. Схема измерений яркости диффузного источника излучения.

объектива — диафрагма с отверстием Ψ_2, то приемная система регистрировала только многократное (с кратностью более 1) рассеянное излучение в диапазоне углов от 0 до Ψ_2. Таким образом, схема эксперимента обеспечивала возможность сравнения интенсивностей рассеянного излучения со вкладом интенсивности однократно рассеянного излучения и без вклада, т. е. интенсивности однократно и многократно рассеянного излучения могли быть разделены.

Результаты исследований, выполненных для сильно отличающихся по параметру ρ дисперсных сред, показали [16], что формулы в приближении однократного рассеяния для оптических пучков хорошо описывают зависимость интенсивности рассеянного излучения до оптической толщи $\tau = 9$. При бóльших оптических толщах характер зависимости резко изменялся и определялся рассеянием более высоких порядков.

При аналогичных измерениях в камере искусственных туманов было получено, что в более разреженных дисперсных средах (при меньших оптических диаметрах пучков) границы применимости формул однократного рассеяния смещались в сторону бóльших оптических толщ и для туманов с $k_p = 1{,}7$ м$^{-1}$ достигали $\tau = 16$. Следует подчеркнуть, что в описанных экспериментальных исследованиях интенсивности и однократно и многократно рассеянного излучения оставались в этой области оптических толщ меньше ослабленной интенсивности прямого излучения. Более подробный анализ закономерностей энергетического ослабления оптического и лазерного излучения в дисперсных средах на примере атмосферного аэрозоля будет проведен в следующих главах монографии.

Формулы для затухания интенсивности от точечного источника. При больших расстояниях между источником излучения и приемной системой их апертуры можно рассматривать как точки. Схема эксперимента в этом случае представлена на рис. 2.3 и является типичной при атмосферно-оптических измерениях. Формулы для затухания оптического излучения в рассматриваемом случае удобнее получить сначала для облученности, а затем для интенсивности, пользуясь соотношением

$$dE = I\, d\omega, \tag{2.13}$$

где dE — облученность плоскости, перпендикулярной оси элементарного угла $d\omega$.

Облученность, создаваемая прямым излучением, определяется силой излучения источника $\mathcal{I}_0$ и экспоненциальным ослаблением (по закону Бугера):

$$E_{\text{п}} = \frac{\mathcal{I}_0}{L^2}\, e^{-kL}, \tag{2.14}$$

где L — расстояние между источником и приемником.

Облученность, создаваемая однократно рассеянным излучением, определяется силой излучения элементарного объема dV. Для монодисперсной системы рассеивателей эта облученность равна

$$d\mathcal{I}_{dV} = \frac{k_{\text{р}}}{4\pi} f(\theta)\, E_*\, dV = \frac{k_{\text{р}}}{4\pi} f(\theta) \frac{\mathcal{I}_0}{l_1^2}\, e^{-kl_1}\, dV, \tag{2.15}$$

где E_* — облученность нормально ориентированной площадки в точке dV. Элементарный излучатель dV создает на приемнике облученность

$$dE_{\text{р}} = \frac{d\mathcal{I}_{dV}}{l_2^2}\, e^{-kl_2} \cos\psi = \frac{k_{\text{р}}}{4\pi} f(\theta) \frac{\mathcal{I}_0}{l_1^2 l_2^2}\, e^{-k(l_1+l_2)} \cos\psi\, dV. \tag{2.16}$$

Из геометрии (рис. 2.3) по теореме синусов можно получить

$$l_1 = \frac{L \sin\psi}{\sin(\psi+\theta)}, \quad l_2 = \frac{L \sin\theta}{\sin(\psi+\theta)},$$

$$dV = 2\pi l_2^2 \sin\psi\, d\psi\, dl_2. \tag{2.17}$$

Используя соотношения (2.17), интегрируя (2.16) и заменяя переменные интегрирования ψ и l_2 другой парой независимых переменных ψ и θ для создаваемой рассеянным излучением облученности получаем

$$E_{\text{р}} = \frac{k_{\text{р}}\mathcal{I}_0}{2L} \int\limits_0^{\Psi} \int\limits_0^{\theta} e^{-kL \frac{\sin\psi + \sin\theta}{\sin(\psi+\theta)}} f(\psi+\theta) \cos\psi\, d\psi\, d\theta, \tag{2.18}$$

где Ψ и θ — углы зрения приемника и конуса излучения источника соответственно.

Из (2.18) видно, что при малых углах зрения приемника или конуса излучения источника для $E_{\text{р}}$ можно приближенно записать

$$E_{\text{р}} = \frac{k_{\text{р}}\mathcal{I}_0 e^{-kL}}{2L} \int\limits_0^{\Psi} \int\limits_0^{\theta} f(\psi+\theta) \cos\psi\, d\psi\, d\theta. \tag{2.19}$$

Оценки показывают [19], что вынесение экспоненты из-под интеграла приводит к ошибкам в несколько процентов, если угол зрения приемника не превышает 0,1 рад.

Суммарная регистрируемая облученность, создаваемая прямым и однократно рассеянным излучением,

$$E = E_{\text{п}} + E_{\text{р}} = \frac{\mathcal{I}_0 e^{-kL}}{L^2} [1 + k_{\text{р}} C(\Psi, \theta) L], \tag{2.20}$$

где через $C(\Psi, \theta)$ обозначен интеграл в (2.19).

Таким образом, для затухания интенсивности точечного источника окончательно получаем формулу

$$I = I_0 e^{-\tau} [1 + \Lambda C(\Psi, \theta) \tau], \tag{2.21}$$

где оптическая толща $\tau = kL$, вероятность выживания кванта $\Lambda = k_{\text{р}}/k$. При этом учтено, что $I = E/\omega$, а $I_0 = \mathcal{I}_0\, dS = \mathcal{I}_0/\omega L^2$, где $\omega = dS/L^2$ — телесный угол, под которым наблюдается площадка источника dS. Как видно из (2.21), только при малых значениях величины $C(\Psi, \theta)$ затухание интенсивности точечного источника описывается экспоненциальным законом

$$I = I_0 e^{-\tau\,[1 + \Lambda C(\Psi + \theta)]}, \tag{2.22}$$

который отличается от закона Бугера. При больших значениях $C(\Psi, \theta)$ затухание интенсивности в приближении однократного рассеяния описывается формулой (2.21), границы применимости которой определяются ролью более высоких кратностей рассеяния.

Из формулы (2.21) непосредственно следует частный случай, когда угол расходимости источника излучения θ равен углу зрения приемника ($\Psi = \theta$) и оба столь малы, что индикатриса рассеяния в пределах их изменений равна $f(0)$. Тогда интегрирование $C(\Psi, \theta)$ приводит вместо (2.20) к формуле для освещенности

$$E = E_0 e^{-kL} \left[1 + k_{\text{р}} \frac{\omega}{4\pi} f(0) L\right], \tag{2.23}$$

которая совпадает с полученной ранее А. А. Гершуном [8]. В свою очередь для индикатрисы рассеяния в этом случае можно воспользоваться аппроксимационным выражением Пендорфа [39] и записать

$$\frac{\omega}{4\pi} f(0) = \frac{\rho^2 \varphi^2}{2} \frac{K_{\text{р}}(\rho, m)}{2}, \tag{2.24}$$

где $K_{\text{р}}(\rho, m)$ — фактор эффективности рассеяния, который для больших непоглощающих частиц равен 2, а угол $\varphi = \theta = \Psi$. Приближение (2.24) описывает индикатрису рассеяния для сферических частиц с точностью не хуже 5 % при $\rho = 2\pi a/\lambda \geqslant 6$.

Результаты численного интегрирования для величины $C(\Psi, \theta)$ при больших ρ и $m = 1{,}33$ представлены на рис. 2.4. Штриховой кривой на рисунке показаны результаты приближенного расчета [16]. Расчеты выполнены для значений Ψ и θ, указанных на рисунке. Как видно из рис. 2.4, величина $C(\Psi, \theta)$ возрастает с ростом ρ. Имеющиеся осцилляции ее значений аналогичны осцилляциям фактора эффективности рассеяния и имеют ту же волновую природу.

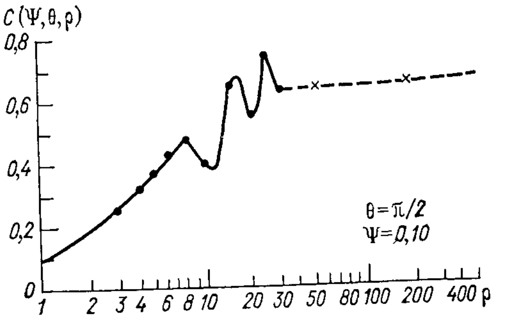


Рис. 2.4. Зависимость величины $C(\Psi, \theta, \rho)$ от параметра ρ.

Зависимость величины $C(\Psi, \theta)$ от угла зрения приемника показана на рис. 2.5 для источника с $\theta = \pi/2$ (излучающего в полусферу) и $\theta = \pi/6$. Из рисунка видно, что при небольших значениях Ψ имеет место практически линейное возрастание величины $C(\Psi, \theta)$ с увеличением Ψ. Этот факт может быть положен в основу экс-

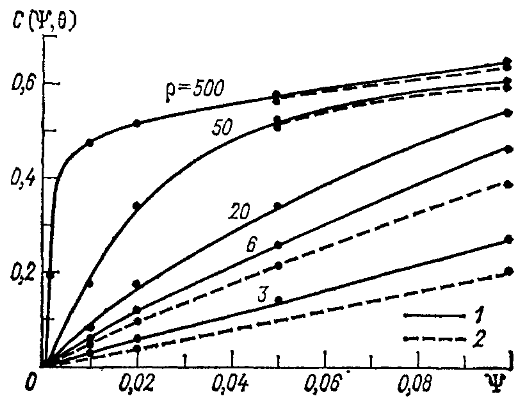


Рис. 2.5. Зависимость величины $C(\Psi, \theta)$ от апертуры приемника Ψ при углах конуса излучения $\theta = \pi/2$ (*1*) и $\theta = \pi/6$ (*2*).

периментального измерения $C(\Psi, \theta)$. Результаты таких измерений в искусственных туманах оказались в хорошем согласии с расчетными данными [14].

Границы применимости полученных выше формул были нами исследованы экспериментально в камере искусственных туманов [16]. В качестве точечного источника использовалась лампа накаливания с выделением угла конуса излучения 30°. Угол зрения приемной системы составлял 0,03 рад. Прямое излучение от источника устранялось с помощью зачерненного экрана в фокусе приемного объектива. Одновременные и независимые измерения оптической толщи производились с использованием узкого лазерного пучка ($\lambda=0{,}63$ мкм) и фотометра с углом зрения около 6′. Результаты сравнения рассчитанных по формулам однократного рассеяния и измеренных интенсивностей рассеянного излучения показали их хорошее согласие до оптических толщ $\tau=10$. Сопоставление результатов для туманов парения и дымов не привело к выявлению какой-либо заметной зависимости границ применимости формул однократного рассеяния по оптической толще от размеров рассеивателей.

Формулы для интенсивности обратного рассеяния. При получении формул однократно рассеянного назад излучения рассмотрим геометрическую схему измерений, представленную на рис. 2.6.

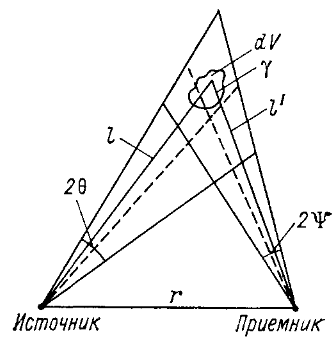


Рис. 2.6. Геометрическая схема измерений обратного рассеяния непрерывного излучения.

Предполагается, что в пределах угла расходимости оптического пучка θ сила излучения источника постоянна. Тогда сила излучения элементарного рассеивающего объема dV в направлении γ равна:

$$d\mathcal{J}_{dV}=\frac{k_{\text{р}}}{4\pi}f(\gamma)\frac{\mathcal{J}_0}{l^2}e^{-kl}\,dV, \tag{2.25}$$

а облученность, создаваемая рассеянным излучением в плоскости приемника

$$E=\frac{k_{\text{р}}}{4\pi}\int\limits_V f(\gamma)\frac{e^{-k(l+l')}}{l'^2 l^2}\cos\Psi\,dV, \tag{2.26}$$

где l и l' — расстояния до рассеивающего объема dV соответственно от источника и приемника, а интегрирование проводится по всему объему ограниченного круговым конусом излучения с углом θ и круговым конусом приема с углом Ψ.

Обычно при оптических измерениях угол расходимости пучка θ и угол зрения приемника Ψ выбираются достаточно малыми. Если к тому же и расстояние r между источником и приемником (база) невелико, то с большой точностью $l\approx l'$ (при $l\geqslant 10r$ и $\theta\leqslant 1°$ ошибка не превышает 1 %). Интегрирование по сферической поверхности в рассматриваемом приближении можно заменить интегрированием по плоскости приемника, а индикатрису рассеяния

$f(\gamma)$ — ее практически постоянным значением при угле $\gamma \approx \pi$. Тогда для облученности получается простая формула

$$E = \frac{k_p}{4\pi} \mathcal{I}_0 f(\pi) \int_0^L \frac{e^{-2kl}}{l^4} G(l)\, dl, \qquad (2.27)$$

где L — толщина рассеивающего слоя, а $G(l)$ — общая площадь, образуемая конусами излучения и приема в перпендикулярной к оси плоскости.

В частном случае секторных диаграмм направленности источника и приемника (когда сила излучения источника и чувствительность приемника не зависят от угла в пределах секторов 2θ и 2Ψ)

$$G(l) = l(l - l_0)\,\theta \sin \Psi, \qquad (2.28)$$

где l_0 — минимальное расстояние до рассеивающего объема. Формула (2.27) с такой функцией $G(l)$ была ранее получена в [22]. Расчет функции $G(l)$ в других частных случаях также может быть приведен на основании геометрических соображений для каждой конкретной схемы эксперимента.

Для определения потока рассеянного назад излучения необходимо учесть телесный угол Ω, в котором рассеянное излучение регистрируется приемником. Тогда без учета потерь в приемной оптической системе на основании (2.27) получаем

$$F = \frac{k_p}{4\pi} \frac{F_0}{\pi \Psi^2} f(\pi - \varphi) \int_0^L \frac{e^{-2kl}}{l^4} \Omega(l)\, G(l)\, dl, \qquad (2.29)$$

где телесный угол $\Omega(l) = \pi \Psi^2$, если $l \leqslant d/\Psi$ (d — диаметр приемного объектива), и $\Omega(l) = \pi d^2/4l^2$, если $l > d/\Psi$.

Границы применимости полученных выше формул однократного рассеяния пока еще не исследованы достаточно подробно. Соответствующие оценки имеются для прожекторных пучков (расходимость пучка 3—4°) при различных атмосферно-оптических условиях [9, 22]. Результаты сравнения рассчитанных освещенностей, создаваемых однократно и двукратно рассеянным излучением, показали, что при угле рассеяния в 144° и угле зрения приемника 2° влияние вторичного рассеяния становится сравнимым с однократным при оптических толщах $\tau \simeq 0{,}03$. Непосредственной экспериментальной проверкой в искусственных туманах для направлений около 180° установлено, что вклад многократного рассеяния оказывается пренебрежимо малым при коэффициентах рассеяния $k_p \leqslant 0{,}05$ м$^{-1}$ ($\tau \leqslant 0{,}5$), роль вторичного рассеяния заметно уменьшается с уменьшением угла зрения и при переходе от туманов к дымкам, т. е. с уменьшением вытянутости индикатрисы рассеяния.

Экспериментальная проверка границ применимости формул однократного рассеяния для узких лазерных пучков ($\theta = 4'$) и малых углов зрения ($\Psi = 22'$) была выполнена в работе [12]. Измерения производились в водных туманах и дымах с базой $r=0{,}8$ м, толщиной рассеивающего слоя $L=9{,}5$ м и $l_0=7$ м. Оптическая толща рассеивающего слоя изменялась за счет концентрации рассеивателей. Результаты рассчитанных по формулам однократного рассеяния и экспериментально полученных относительных потоков отраженного излучения приведены на рис. 2.7.

Из рисунка следует вывод о хорошем согласии расчетных и экспериментальных данных при $k_p \leqslant 0{,}1$ м$^{-1}$. При $k_p > 0{,}1$ м$^{-1}$ экспериментальные значения потока отраженного излучения пре-

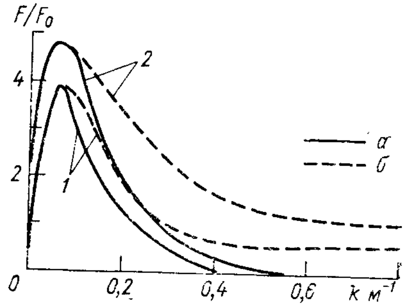


Рис. 2.7. Рассчитанные (*а*) и измеренные (*б*) потоки отраженного излучения для дымов (*1*) и туманов (*2*).

вышают рассчитанные по формулам однократного рассеяния с увеличивающейся разницей при увеличении k_p, т. е. при увеличении вклада эффектов многократного рассеяния. Если допустимую ошибку расчетов по формулам однократного рассеяния принять 30 %, то границы применимости этих формул для потока отраженного излучения могут быть расширены до $\tau_p = k_p L \leqslant 2{,}0$ ($k_p \leqslant 0{,}2$ м$^{-1}$) в дымках и до $\tau_p \leqslant 1{,}5$ ($k_p \leqslant 0{,}15$ м$^{-1}$) в туманах.

2.2. Теория многократного рассеяния

Учет многократного рассеяния при распространении оптических волн в дисперсных средах представляет собой одну из тех сложных задач, которые являются предметом исследований во многих разделах физики. Сюда относятся и задачи квантовой электродинамики, и задачи рассеяния тепловых нейтронов и заряженных частиц, и задачи астрофизики и физики атмосферы и т. д. Впервые Фолди [36] поставил задачу о многократном рассеянии волн и решил ее для модели точечных изотропных и статистически независимых рассеивателей. В последующем этот теоретический подход получил развитие и к настоящему времени имеется ряд полезных результатов, в том числе по физической интерпретации уравнений переноса, давно применяемых при практическом учете многократного рассеяния излучения.

Исходные понятия и соотношения. Современная теория многократного рассеяния основывается на понятиях и результатах теории частичной когерентности [6]. Основополагающим понятием последней является функция взаимной когерентности, которая определяется соотношением

$$\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \langle V(\vec{r}_1) V^*(\vec{r}_2) \rangle, \tag{2.30}$$

где $\vec{r}_1$ и $\vec{r}_2$ — вектора точек пространства r_1 и r_2 с координатами (x_1, y_1, z_1) и (x_2, y_2, z_2) соответственно. Величина $V(\vec{r}_1)$ представляет собой комплексную амплитуду волны и для квазиплоской волны равна

$$V(\vec{r}) = E(\vec{r})\, e^{ik_\lambda x}. \tag{2.31}$$

При решении задач теории многократного рассеяния удобно использовать вместо функции $\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ ее фурье-образ от разностной переменной $(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$, которая часто называется функцией Вигнера. В литературе имеются и другие названия этой величины. В частности, в работах по распространению оптических волн в случайно-неоднородных средах она часто называется спектральной плотностью поля [1]. Связь функций $\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ и функции Вигнера $W(\vec{R}, \vec{P})$ определяется соотношениями:

$$W(\vec{R}, \vec{P}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \Gamma(\vec{R}, \vec{r})\, e^{-i\vec{P}\vec{r}}\, d\vec{r},$$

$$\Gamma(\vec{R}, \vec{r}) = \int W(\vec{R}, \vec{P})\, e^{i\vec{P}\vec{r}}\, d\vec{P}, \tag{2.32}$$

где введены новые переменные $\vec{R} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2)/2$ и $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$.

Для скалярных функций (2.32) из линейных уравнений Максвелла непосредственно получаются для однородных сред волновые уравнения

$$(\Delta_1 + k_\lambda^2)\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = 0,$$

$$(\Delta_2 + k_\lambda^2)\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = 0, \tag{2.33}$$

где Δ_1 и Δ_2 отличаются дифференцированием соответственно по координатам r_1 и r_2. Аналогичные уравнения получаются и для функции Вигнера, для которой из таких уравнений легко получить важное свойство, состоящее в том, что изменение этой функции в свободном пространстве описывается прямыми лучами. Другое важное свойство функции Вигнера состоит в том, что при определенных условиях она совпадает с лучевой интенсивностью. В частности, это свойство следует из решения задачи о дифракции плоской волны на круглом отверстии. В данном случае эта функция во фраунгоферовой зоне оказывается совпадающей с лучевой интенсивностью. Условие, при котором такое совпадение имеет место, определяется прежде всего условием фраунгоферовой дифракции $k_\lambda a^2 \ll x$, где a — радиус отверстия, x — расстояние до отверстия. Другое условие определяется необходимостью усреднения функции Вигнера по углам порядка $\theta \sim a/x$. Отметим, что в ближней зоне отверстия ($k_\lambda a^2 \gg x$) она существенно отличается от лучевой интенсивности.

Оптическая неоднородность среды (среда с рассеивателями) в рамках уравнений Максвелла задается диэлектрической $\varepsilon(\vec{r})$ и магнитной $\mu(\vec{r})$ проницаемостями, которые отличаются от единицы в области каждого рассеивателя, при этом в оптическом диапазоне волн $\mu(\vec{r})=1$ и в области рассеивателя. Если ввести вместо функции $\varepsilon(\vec{r})$ другую функцию, обращающуюся в нуль вне рассеивателя $V(r)=k^2_{\lambda 0}[1-\varepsilon(\vec{r})]$, где $k_{\lambda 0}=2\pi/\lambda$ — волновое число в пустоте, то волновое уравнение для поля ψ можно записать в операторной форме в виде

$$\Big(L-\sum_j V_j\Big)\psi=0, \tag{2.34}$$

где $L=\Delta+k^2_{\lambda 0}$.

Из (2.34) можно выделить задачу рассеяния на отдельном рассеивателе введением так называемой T-матрицы. Для системы рассеивателей решение уравнения (2.34) можно формально записать в виде

$$\psi=\psi_0+\sum_j L^{-1}T_j\tilde{\psi}_j, \tag{2.35}$$

$$\tilde{\psi}=\psi_0+\sum_{l\neq j} L^{-1}T_l\psi_l,$$

где поля $\tilde{\psi}_j$ называются эффективными (возбуждающими, действующими). Как и для отдельного рассеивателя, суммарное поле ψ (2.35) представляется в виде суперпозиции падающего и рассеянного. Но рассеянное поле теперь определяется не только падающим полем, а суммой падающего и рассеянного другими рассеивателями. Запись (2.35) представляет собой систему из $(N+1)$ уравнений, если рассеивающая среда содержит N рассеивателей. Именно эта система уравнений и была впервые сформулирована Фолди [36] для частного случая изотропных и статистически независимых рассеивателей.

Итерации уравнений (2.35) могут быть записаны в виде ряда по кратностям рассеяния с простой физической интерпретацией

$$\psi=\psi_0+\sum_j L_j^{-1}\psi_0 T+\sum_{l\neq j} L^{-1}T_l\psi_0+\ldots \tag{2.36}$$

В этом ряде первый член — падающее поле, второй член — однократно рассеянное излучение, третий член — двукратно рассеянное излучение и т. д. Использование системы уравнений (2.35) для решения задачи многократного рассеяния на системе большого числа рассеивателей приводит обычно к бесконечной цепочке уравнений для средних величин поля (для первых, вторых и т. д. моментов поля). При обрывании такой цепочки требуются некоторые дополнительные предположения, точность которых трудно оценивается. Поэтому в теории многократного рассеяния широко используется метод решения, основанный на суммировании отдельных подпоследовательностей в ряде (2.36).

Ряд (2.36), обычно записываемый с помощью диаграммной техники Феймана, является строгим формальным решением задачи многократного рассеяния. Поэтому любое приближенное решение для среднего поля или для более высоких моментов поля можно рассматривать как сумму некоторой подпоследовательности ряда (2.36) или соответствующего ряда для более высоких моментов поля. При этом отдельные учитываемые члены ряда также иногда вычисляются в том или ином приближении. Именно приближенные решения являются пока результатом теории многократного рассеяния системой частиц. Некоторые из этих результатов для среднего поля и более высоких моментов поля приводятся ниже.

Первые моменты поля. Среднее поле, представляющее собой первый момент поля, играет важную роль в теории многократного рассеяния, так как в выражениях для высших моментов содержатся первые моменты. В частности, для вторых моментов поля, пропорциональных интенсивности, произведение первых моментов входит в выражение для так называемой когерентной части.

При аналитической записи среднюю величину $\langle\psi\rangle$ можно определить интегрированием по координатам рассеивателей. Конечный результат операции усреднения представляет собой уравнение Дайсона, которое в операторной форме имеет вид:

$$(L - M)\langle\psi\rangle = 0, \tag{2.37}$$

где M носит название массового оператора. С учетом, что для однородной среды функция Грина

$$G_0\left(\vec{r}, \vec{r}_0\right) = -\frac{1}{4\pi}\,\frac{e^{ik_\lambda\left(\vec{r} - \vec{r}_0\right)}}{\vec{r} - \vec{r}_0},$$

уравнение (2.37) приобретает вид

$$\left\langle G\left(\vec{r}, \vec{r}_0\right)\right\rangle = G\left(\vec{r}, \vec{r}_0\right) + \int G_0\left(\vec{r}, \vec{r}_0\right) M\left(\vec{r}_0, \vec{r}_2\right) \times \\ \times \left\langle G\left(\vec{r}_2, \vec{r}_0\right)\right\rangle d\vec{r}_1\, d\vec{r}_2. \tag{2.38}$$

Вычисление массового оператора M, определяющего некоторые эффективные параметры дисперсной среды, является главной задачей теории многократного рассеяния. Выполнить такое вычисление удается только в определенных приближениях [1, 27]. К числу удачных следует отнести приближение, полученное А. Г. Боровым [3].

Сущность этого приближения состоит в следующем. Ряд (2.36) можно записать в форме уравнения Дайсона

$$\langle\psi\rangle = \psi_0 + L^{-1}N\langle T_j\rangle\langle\psi\rangle, \tag{2.39}$$

в котором массовый оператор имеет значение $M = N\langle T_j\rangle$, т. е. определяет среднее поле в определенном приближении. Для плоской волны $\psi_0 = e^{ik_\lambda x}$, падающей на полупространство $x \geqslant 0$ с рассеивателями, после введения функции $\langle U(x)\rangle = e^{-ik_\lambda x}\langle\psi\rangle$ уравнение (2.39) запишется в виде

$$\langle U(x)\rangle = 1 + \alpha\int_0^x \langle U(x')\rangle\,dx' + \alpha\int_x^\infty e^{2ik_\lambda(x'-x)}\langle U(x')\rangle\,dx', \tag{2.40}$$

где $\alpha = 2\pi ik_\lambda^{-1}N_0 f(0)$, N_0 — число рассеивателей в единице объема, $f(0)$ — амплитудная функция рассеяния, k_λ — волновой вектор.

Анализ (2.40) показывает, что для малых рассеивателей ($k_\lambda a \ll 1$) при первой итерации первый интеграл дает величину порядка оптической толщи τ, а второй — пренебрежимо малую величину. Также обстоит дело при второй итерации и последующих. Поэтому для введенной функции $\langle U(x)\rangle$ можно ограничиться в (2.40) первыми двумя слагаемыми, что дает

$$\langle\psi(x)\rangle = \begin{cases} e^{ik_\lambda x + \alpha x} & \text{при} \quad \psi_0 = e^{ik_\lambda x}, \\ e^{ik_\lambda r + \alpha r} & \text{при} \quad \psi_0 = e^{ik_\lambda r}/r. \end{cases} \tag{2.41}$$

Таким образом, выбранное приближение для массового оператора в уравнении Дайсона обеспечивает достаточно быстрое получение аналитических выражений (2.41) для среднего поля при облучении системы малых рассеивателей как плоскими, так и сферическими волнами.

Для больших рассеивателей формулы для среднего поля получаются относительно просто, если воспользоваться формой решения задачи о рассеянии оптически мягкими частицами. Для отдельной части прошедшее поле в этом случае записывается в форме $U_j(\vec{r}) = e^{\chi_j}$. Для системы частиц рассеянное поле определится суммированием показателя экспоненты по числу рассеивателей m на пути луча, т. е.

$$\left\langle U(\vec{r})\right\rangle = \left\langle e^{\sum\limits_j^m \chi_j}\right\rangle = \sum_{m=0}^{\infty} P_m\left\langle e^{\chi_j}\right\rangle^m = e^{\langle m\rangle\left\langle e^{\chi_j} - 1\right\rangle}, \tag{2.42}$$

где $P_m = \frac{\langle m\rangle^m}{m!}e^{-\langle m\rangle}$ — закон Пуассона для распределения частиц на пути луча, а правая часть (2.42) определяется интегрированием в плоскости x=const. Для оптически жестких частиц, когда набег фазы $\operatorname{Im}\chi_j \gg 2\pi$, такое интегрирование легко выполняется и дает

$$\langle m\rangle \left\langle e^{\chi_j} - 1\right\rangle = Nx \int \left(e^{\chi} - 1\right) d\vec{r} P(\xi)\, d\xi = -N_0 S x, \qquad (2.43)$$

где S — площадь тени одного рассеивателя. Из (2.43) непосредственно следует, что для системы жестких частиц среднее поле определяется простым аналитическим выражением

$$\langle U(x)\rangle = e^{-N_0 S x}. \qquad (2.44)$$

Сравнение (2.44) с (2.41) позволяют сделать важный вывод: среднее поле для системы частиц не зависит от параметров $k_\lambda a$ и $k_\lambda a^2/x$.

Вторые моменты поля. Обобщение уравнения переноса. Перемножение ряда (2.36) и усреднение результата дает уравнение из билинейных комбинаций поля типа $\langle\psi\times\psi^*\rangle$, которые и представляют собой вторые моменты поля. Получающееся при этом уравнение называется уравнением Бете—Солпитера и имеет вид [1]:

$$\left\langle\psi\left(\vec{r}, \vec{r}_0\right)\psi^*\left(\vec{r}\,', \vec{r}_0\right)\right\rangle = \left\langle\psi\left(\vec{r}, \vec{r}_0\right)\right\rangle\left\langle\psi^*\left(\vec{r}\,', \vec{r}_0\,'\right)\right\rangle +$$
$$+ \iiint \left\langle\psi\left(\vec{r}, \vec{r}_1\right)\right\rangle\left\langle\psi\left(\vec{r}\,', \vec{r}_3\right)\right\rangle \mathcal{I}\left(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4\right)\times$$
$$\times\left\langle\psi\left(\vec{r}_2, \vec{r}_0\right)\psi^*\left(\vec{r}_4, \vec{r}_0\,'\right)\right\rangle d\vec{r}_1\, d\vec{r}_2\, d\vec{r}_3\, d\vec{r}_4. \qquad (2.45)$$

Здесь ядро $\mathcal{I}$ носит название оператора интенсивности, зависит от четырех аргументов и в общем случае представляет собой бесконечные ряды, суммирование которых удается в отдельных частных случаях (по отдельным подпоследовательностям ряда).

В уравнении (2.45) можно перейти от корреляционных функций поля $\langle\psi(\vec{r}, \vec{r}_0)\psi^*(\vec{r}\,', \vec{r}_0)\rangle$ к их фурье-образам, т. е. к функциям Вигнера $W(\vec{R}, \vec{P})$.

Тогда вместо уравнения (2.45) получается

$$W\left(\vec{R}, \vec{P}\right) = W^0\left(\vec{R}, \vec{P}\right) + \iiiint F\left(\vec{R}, \vec{P}, \vec{R}'', \vec{P}''\right)\times$$
$$\times Q\left(\vec{R}'', \vec{P}'', \vec{R}', \vec{P}'\right) W\left(\vec{R}', \vec{P}'\right) d\vec{R}''\, d\vec{R}'\, d\vec{P}''\, d\vec{P}', \qquad (2.46)$$

где $W^0(\vec{R}', \vec{P}')$ — функция Вигнера для среднего поля; $F(\vec{R}, \vec{P}, \vec{R}'', \vec{P}'')$ — преобразование Фурье от функции Грина; Q — преобразование Фурье от оператора интенсивности. Уравнение (2.46) носит название обобщенного уравнения переноса и при определенных условиях может быть сведено к уравнению переноса для лучевой интенсивности.

Первое слагаемое в (2.45) полностью определяется средним полем и называется когерентной частью. Эта часть отличается от падающего поля экспоненциальным ослаблением амплитуды и незначительным изменением (за счет мало отличающегося от единицы показателя преломления рассеивающей среды) скорости распространения падающей волны, т. е. в соответствии с (2.41)

$$\left\langle \psi\left(\vec{r}\right)\right\rangle \left\langle \psi^*\left(\vec{r}\right)\right\rangle = e^{-\tau}. \tag{2.47}$$

Как видно, когерентная часть убывает экспоненциально (по закону Бугера). Эта часть является результатом интерференции падающих и рассеянных волн.

Второе слагаемое в (2.45) называется некогерентной частью. Расчет слагаемых этой части представляет основную трудность в теории многократного рассеяния. При этом к настоящему времени рассмотрены лишь отдельные слагаемые этой части. Результаты рассмотрения слагаемых, соответствующих так называемым циклическим диаграммам рассеяния, получены Ватсоном и Ю. Н. Барабенковым [1] и показывают, что эти слагаемые существенно учитывать только при рассеянии плоских волн в направлении назад. При этом, если поперечный размер облака рассеивателей равен A, то циклические диаграммы следует учитывать во фраунгоферовой зоне облака при $r > k_\lambda A^2$ и под углами менее $1/k_\lambda A$ относительно направления назад. Что касается некоторых других слагаемых, то имеющиеся оценки показывают их малый вклад в сумму для некогерентной части по сравнению с первым слагаемым.

В целом обобщенное уравнение переноса (2.46) описывает широкий круг явлений, которые имеют место при рассеянии оптических волн системой рассеивателей. Эти явления включают пространственную дисперсию волн, пространственное изменение функции Вигнера на длине рассеивателя, влияние взаимного расположения рассеивателей в зоне дифракции Френеля, преломление и отражение оптических волн на границе рассеивающей среды (имеющей эффективный показатель преломления) и ряд других. Пренебрежение большинством из этих явлений позволяет перейти от обобщенного уравнения переноса к уравнению переноса для лучевой интенсивности [27].

Исходным для перехода от обобщенного уравнения переноса к уравнению переноса излучения (для лучевой интенсивности) обычно является уравнение (2.45). Под волновой функцией $\psi(\vec{r}, \vec{r}')$ можно понимать функцию Грина $G(\vec{r}, \vec{r}')$, которая удовлетворяет уравнению

$$\left(\Delta + k_\lambda^2 - M\right)\left\langle G\left(\vec{r}, \vec{r}'\right)\right\rangle = \delta\left(\vec{r} - \vec{r}'\right). \tag{2.48}$$

Тогда применение оператора $(\Delta+k_\lambda^2-M)$ к уравнению (2.45) приводит для статистически однородной случайной среды к точному следствию уравнения Бете—Солпитера в виде [27]:

$$2\nabla_R\nabla_r\Gamma(\vec{R},\vec{r})-\int\Bigg[M(\vec{r}'')\Gamma\left(\vec{R}-\frac{\vec{r}''}{\vec{r}},\ \vec{r}-\vec{r}''\right)-$$
$$-M^*(\vec{r}'')\Gamma\left(\vec{R}-\frac{\vec{r}''}{\vec{r}},\ \vec{r}+\vec{r}''\right)\Bigg]d\vec{r}''=\int\Bigg[\langle M^*(\vec{r}'')\rangle\mathcal{J}\left(\vec{R}+\frac{\vec{r}}{2},\right.$$
$$\vec{R}-\frac{\vec{r}}{2}-\vec{r}'',\ \vec{R}'+\frac{\vec{r}'}{2},\ \left.\vec{R}'-\frac{\vec{r}'}{2}\right)-\langle M^*(\vec{r}'')\rangle\mathcal{J}\left(\vec{R}+\frac{\vec{r}}{2}-\vec{r}'',\right.$$
$$\left.\vec{R}'-\frac{\vec{r}}{2},\ \vec{R}'+\frac{\vec{r}'}{2},\ \vec{R}'-\frac{\vec{r}'}{2}\right)\Bigg]\Gamma(\vec{R}',\vec{r}')\,d\vec{R}'\,d\vec{r}'\,d\vec{r}'',\qquad(2.49)$$

где функция когерентности $\Gamma(\vec{R},\vec{r})=\langle G(\vec{R},\vec{r})G^*(\vec{R},\vec{r})\rangle$ и учтено, что при статистической однородности среды и отсутствии источников $M(\vec{r}',\vec{r}'')=M(\vec{r}'-\vec{r}'')$, $\langle G(\vec{r}'-\vec{r}'')\rangle=\langle G(\vec{r}',\vec{r}'')\rangle$. Далее ограничиваются так называемым лестничным приближением для оператора интенсивности, при котором учитывается рассеяние данной частицей падающей волны и рассеянных соседними частицами волн, но не учитывается рассеяние соседними частицами тех волн, которые приходят от данной частицы. Подробный анализ этого приближения показывает, что оно означает возможность пренебречь изменением функции когерентности в продольном масштабе на расстояниях, не превышающих размеры оптического пучка и масштабы $1/k$, где k — коэффициент рассеяния.

Переход в уравнении (2.49) от входящих в него функций к их фурье-образам приводит к уравнению вида [27]:

$$\vec{P}\nabla_R W(\vec{R},\vec{P})=-\frac{\pi k_\lambda^4}{2k_1}k_1^2W(\vec{R},\vec{P})\oint\Phi(k_1,\vec{n}'-\vec{P})\,d\vec{n}'+$$
$$+\frac{\pi k^4}{2k_1}\delta(\vec{P}-k_1)\int W(\vec{R},\vec{P}')\Phi(\vec{P}_1-\vec{P}')\,d\vec{P}',\qquad(2.50)$$

где $\vec{P}'=P'\vec{n}'$; k_1 — действительная часть волнового вектора дисперсной среды в целом, а $W(\vec{R},\vec{P})$ и $\Phi(\vec{P})$ — фурье-образы соответственно функции когерентности и волновой функции $\psi(\vec{r},\vec{r}')$. Если искать решение этого уравнения в виде $W(\vec{R},\vec{P})=I(\vec{R},\vec{n})\times\times\delta(\vec{P}-k_1)/k_1^2$, то с учетом свойств δ-функции и четности функции Φ получится уравнение

$$\vec{n}\nabla_R I(\vec{R},\vec{n})=-I(\vec{R},\vec{n})\oint\frac{\pi k_\lambda^4}{2}\Phi(k_1\vec{n}-k_1\vec{n}')\,d\vec{n}'+$$
$$+\oint\frac{\pi k_\lambda^4}{2}\Phi(k_1\vec{n}-k_1\vec{n}')I(\vec{R},\vec{n}')\,d\vec{n}',\qquad(2.51)$$

которое и представляет собой уравнение переноса излучения для лучевой интенсивности $I(\vec{R}, \vec{n})$ и в котором коэффициент ослабления $k = \oint \frac{\pi k_\lambda^4}{2} \Phi (k_1\vec{n} - k_1\vec{n}') d\vec{n}'$, а коэффициент направленного рассеяния $f(\vec{n}, \vec{n}') = \frac{\pi k_\lambda^4}{2} \Phi (k_1\vec{n} - k_1\vec{n}')$.

Из приведенного перехода от уравнений Бете—Солпитера к уравнению переноса излучения (2.51) при определенных допущениях следует ряд важных выводов. Во-первых, выясняется связь понятий теории многократного рассеяния с такими ранее введенными, как лучевая интенсивность, коэффициент ослабления и направленного рассеяния (ненормированной индикатрисы рассеяния). В частности, лучевая интенсивность представляет собой угловой спектр функции когерентности, так как согласно введенным обозначениям

$$\Gamma(\vec{R}, \vec{r}) = \frac{1}{k_1^2} \iint e^{ip\vec{r}\vec{n}} \delta (P - k_1) I(\vec{R}, \vec{n}) P^2 d\varkappa d\vec{n} =$$
$$= \oint I(\vec{R}, \vec{n}) e^{ik_1\vec{r}\vec{n}} d\vec{n}. \qquad (2.52)$$

Во-вторых, сделанные допущения применительно к параметрам рассеивающей среды сводятся к условию

$$k_\lambda f^2 l^2 \ll 1, \qquad (2.53)$$

где l — радиус корреляции неоднородностей среды, имеющий смысл расстояния между рассеивателями. При этом уменьшение l (повышение концентрации рассеивателей) не обязательно означает выполнение этого условия, так как при очень малых l (при плотной упаковке рассеивателей) может существенно возрасти величина f за счет резонансных эффектов, которые возникают при рассеянии близкорасположенными рассеивателями. В-третьих, важное значение полученных выше результатов состоит в том, что кроме статистико-волнового обоснования уравнений переноса излучения можно выделить тот круг явлений многократного рассеяния, которые не описываются этими уравнениями и обычно называются кооперативными эффектами. В теории многократного рассеяния кооперативные эффекты изучены пока еще слабо, но некоторые их принципиальные аспекты выявлены.

Одна группа кооперативных эффектов связана с нарушением условия (2.53) при высокой концентрации рассеивателей. Такое нарушение равнозначно нарушению условий независимого рассеяния, а некоторые специфические закономерности рассеяния при этом обсуждались при решении задачи о рассеянии сложными частицами. Основные тенденции в закономерностях, соответствующих этой группе кооперативных эффектов, следуют из общих физических соображений. Действительно, для малых рассеивателей в предельном случае «слипшихся» частиц коэффициент направленного рассеяния увеличится в несколько раз (при рэлеевском рассеивании пропорционально V^2, где V — объем частицы) по сравнению с суммарным коэффициентом направленного рассеяния этих частиц при независимом рассеянии. Для больших рассеивателей сечение ослабления «слипшихся» частиц будет равно сумме отдельных частиц $N2\pi a^2$, но вытянутость индикатрисы рассеяния при малых углах резко возрастает в соответствии с формулой для дифракции на больших частицах. Естественно, что подобные тенденции следует ожидать не только в предельном случае плотной упаковки рассеивателей, но и при малых расстояниях между рассеивателями. Экспериментальные исследования показывают [16], что для малых рассеивателей соответствующие закономерности обнаруживаются при расстояниях между ними $(4 \div 6)a$, а для больших — при $10a$ (a — радиус рассеивателей).

Другая группа кооперативных эффектов связана с дисперсионными явлениями при многократном рассеянии и проявляется в нарушении пропорциональной зависимости интенсивности рассеянного под малыми углами излучения от концентрации рассеивателей. При многократном рассеянии дисперсную среду в целом можно характеризовать комплексным показателем преломления, определяющим дисперсию волн в среде. В результате, например, ограниченный по размерам рассеивающий объем можно рассматривать как большую рассеивающую частицу с показателем преломления, мало отличающимся от окружающей среды. Если коэффициентом ослабления такой частицей-объемом и можно пренебречь, то вкладом интенсивности рассеянного вперед излучения пренебрегать нельзя, так как она сосредоточивается в очень узком угле (в соответствии с формулами рассеяния Рэлея—Ганса). Аналогичный интерференционный по своей природе эффект можно ожидать и при распространении в дисперсной среде узкого оптического пучка. В результате относительно несложных расчетов нами, в частности, была получена формула для оценки измеряемого оптического сечения системой сферических частиц, занимающих объем любой формы, в виде [16]:

$$S_{\text{изм}} = S_0\left(1 - S_0\frac{\pi\Psi^2}{4\lambda^2}\right), \tag{2.53a}$$

где $S_0 = N_0\pi a^2 K_p(\rho, m)$; N_0 — концентрация рассеивателей; $K_p(\rho, m)$ — фактор эффективности рассеяния; m — комплексный показатель преломления отдельных частиц. Формула (2.53а) является приближенной и получена для условий измерений, когда угол зрения приемной системы $\Psi \leqslant 1/k_\lambda L$, где L — размеры рассеивающего объема, k_λ — волновое число.

Третья группа кооперативных эффектов связана со статистическими свойствами излучения, рассеянного системой частиц. Уравнения переноса излучения в принципе описывают только средние характеристики интенсивности или параметров Стокса (вторые моменты поля). Но рассеяние оптических волн статистическим ансамблем частиц сопровождается и флуктуациями интенсивности.

Описание последних требует расчета более высоких моментов поля. Результаты таких расчетов пока еще довольно ограничены. Наибольший интерес среди них представляют расчеты для четвертных моментов, которые определяют флуктуационные характеристики интенсивности в рассеивающей среде. Соответствующие результаты теории вместе с данными экспериментальных исследований приведены в гл. 7.

2.3. Уравнения переноса излучения

Исторически сложилось два подхода к решению задач многократного рассеяния. Пример одного из этих подходов, основанный на решении волнового уравнения или уравнений Максвелла, был обсужден в предыдущем параграфе. При использовании этого подхода получается ряд принципиально важных результатов с физической точки зрения. Однако в практическом отношении более плодотворным пока является другой подход, основанный на эвристической записи уравнений переноса излучения и последующем их решении. Оба подхода дополняют друг друга.

Впервые уравнения переноса излучения были сформулированы О. Д. Хвольсоном в 70-х годах прошлого столетия, а в более строгой математической постановке они получены Шустером (1903 г.) и Шварцильдом (1906 г.). В последующем решение уравнений переноса становится самостоятельным разделом математической физики, который получает интенсивное развитие прежде всего в астрофизике [30] и нейтронной физике [13]. Однако интерес к решению проблем переноса излучения не ослабевает и в настоящее время, в том числе и в оптике рассеивающих сред [17, 31].

Феноменологический вывод уравнения переноса излучения основан на записи баланса энергии. При этом количество энергии, рассеянной единичным объемом в заданном направлении, определяется умножением количества поглощенной энергии ($\varepsilon I\, d\omega$) на долю рассеянной энергии $\left(\Lambda \frac{f(\gamma)}{4\pi} d\omega'\right)$ и последующим интегрированием по всем направлениям. Для одномерного случая уравнение переноса излучения имеет вид

$$\frac{dI}{dl} = -\varepsilon I + \frac{k_p}{4\pi} \int I f(\gamma)\, d\omega + b_0. \tag{2.54}$$

Здесь первый член в правой части описывает уменьшение интенсивности I с коэффициентом пропорциональности ε (сумма коэффициентов ослабления за счет рассеяния частицами и молекулярного поглощения среды по закону Бугера). Второй член описывает увеличение интенсивности за счет рассеянного излучения и определяет в терминах теории многократного рассеяния некогерентную часть поля излучения. Третий член определяет тот дополнительный фон, который создается в рассеивающей среде либо за счет рассеяния излучения от посторонних источников, либо за счет собственного излучения или фотолюминесценции среды.

Учет поляризации излучения. Для описания поляризационных свойств излучения при многократном рассеянии следует записать уравнение переноса для параметров Стокса [25]. Пусть элементарный объем dV облучается в направлении $\vec{r}_0$ оптическим пучком с параметрами Стокса $S_j^0(\vec{r}_0)$. Из линейности уравнений электродинамики и аддитивности параметров Стокса для некогерентных оптических пучков следует, что параметры Стокса рассеянного $S_i(\vec{r})$ и облучающего $S_j^0(\vec{r}_0)$ пучков связаны линейным соотношением

$$dS_i\left(\vec{r}\right)d\omega = \frac{1}{l^2}\sum_j D_{ij}\left(\vec{r},\ \vec{r}_0\right)S_j^0\left(\vec{r}_0\right)dV\,d\omega_0, \qquad (2.55)$$

где l — расстояние точки наблюдения j до рассеивающего объема; $d\omega_0$ — телесный угол облучающего пучка; $d\omega$ — телесный угол, под которым виден рассеивающий объем. Компоненты матрицы 4-го ранга D_{ij} характеризуют рассеивающие свойства элементарного объема. Эта матрица носит название матрицы рассеяния среды, а первая компонента D_{ij} представляет собой коэффициент направленного рассеяния. Если ввести нормированную матрицу рассеяния для изотропной дисперсной среды (компоненты матрицы зависят от угла между направлениями $\vec{r}$ и $\vec{r}_0$)

$$D_{ij}(\gamma) = \frac{k_\text{р}}{4\pi}f_{ij}(\gamma),$$

то компонента $f_{11}(\gamma)$ удовлетворяет условию нормировки $\int f_{11}(\gamma)\times$ $\times\frac{d\omega}{4\pi} = 1$ и является индикатрисой рассеяния.

Для параметра S_1, описывающего интенсивность пучка, в соответствии с (2.54) и (2.55) следует записать

$$\frac{dS_1\left(\vec{r}\right)}{dl} = -\varepsilon\sum_{j=1}^{4}S_j\left(\vec{r}\right)+\frac{k_\text{р}}{4\pi}\int\limits_{\omega}\sum_{j=1}^{4}S_j\left(\vec{r}'\right)f_{ij}\left(\vec{r},\ \vec{r}'\right)d\omega\,d\omega_0. \qquad (2.56)$$

Так как все параметры Стокса S_i представляют собой интенсивности того же оптического пучка, только подвергнутого предварительному препарированию при помощи компенсаторов и анализаторов, то аналогичные (2.56) соотношения можно записать для изменения всех параметров. Следовательно, индекс 1 в левой части (2.56) можно заменить на $i=1,\ 2,\ 3,\ 4$. В случае анизотропных рассеивающих сред вместо коэффициента экстинкции ε следует записать матрицу экстинкции ε_{ij}. Учет собственного излучения среды сводится к добавлению в правой части соответствующих параметров Стокса для собственного излучения, отнесенных к единице объема.

Полученное выше уравнение переноса излучения с учетом поляризации является более строгим по сравнению с уравнением переноса для интенсивности, в котором фактически опущены члены того же порядка, что и исследуемые. Например, расчеты В. В. Соболева [30] показали, что ошибки за счет неучета поляризации в определении интенсивности при рэлеевском рассеянии от слоя бесконечной оптической толщи могут достигать 9 %. Расчеты, выполненные также для случая рэлеевского рассеяния Чандрасекаром [3], показали разную угловую зависимость двух взаимно перпендикулярных компонент интенсивности при диффузном отражении. Эти компоненты оказались одинаковыми в центре (при наблюдении перпендикулярно к слою) и разными у края (при наблюдении перпендикулярно к нормали слоя) почти на 25 %. При этом степень поляризации для выходящего из среды излучения изменяется от 0 в центре до 11,7 % у края.

Решение интегродифференциальных уравнений переноса излучения (с учетом или без учета поляризации) представляет собой сложную математическую задачу. Полученные к настоящему времени результаты относятся к простым частным случаям. При этом с самого начала основные результаты теории переноса излучения были получены путем численных расчетов. Этот путь решения уравнений переноса остается, по-видимому, основным и в настоящее время. Тем более, что возможности и вычислительной техники, и методов численного моделирования (прежде всего методов Монте-Карло) существенно возросли. Однако приближенные уравнения переноса по-прежнему используются, так как позволяют легко и наглядно выявить те или иные закономерности.

Одним из предельных случаев уравнений переноса излучения можно рассматривать формулы однократного рассеяния. Некоторые формулы и границы их применимости были получены и обсуждены выше.

Другой предельный случай, для которого удается получить приближенное решение уравнения переноса излучения, относится к большим оптическим толщам (глубинам), когда закономерности переноса излучения полностью определяются рассеянным излучением, а роль прямого излучения оказывается несущественной.

Глубинный режим. Перенос излучения в предельном случае больших оптических толщ характеризуется рядом относительно простых закономерностей, при наличии которых обычно и говорят о глубинном режиме. В этом асимптотическом случае уравнения переноса излучения удается не только упростить, но и решить в аналитическом виде. В теории переноса излучения этот случай является одним из немногих и ярких примеров успешного решения задачи в рамках экспериментально обоснованных приближений.

Совокупность закономерностей переноса излучения в глубинном режиме впервые была получена экспериментально В. А. Тимофеевой [32] и Ленобль [38]. На рис. 2.8 приведена в полулогарифмическом масштабе зависимость интенсивности излучения при разных углах наблюдения от глубины сильно рассеивающей среды (раствор молока в воде) по данным [32]. Как видно из рисунка, интенсивность в прямом направлении $\gamma = 0°$ при небольшой глубине убывает по экспоненциальному закону (по закону Бугера для прямого излучения), затем на небольшом участке глубин наблюдается отклонение затухания интенсивности от закона Бугера (за счет заметной роли некогерентной части многократно рассеянного излучения) и при больших глубинах наблюдается затухание интенсивности снова по экспоненциальному закону, но с другим коэффициентом ослабления. Изменение интенсивности под малыми углами наблюдения соответствует вначале кривым по формулам однократного рассеяния и после небольшого переходного участка глубин так же, как и для прямого направления, описывается экспоненциальным законом затухания с глубинным коэффициентом ослабления.

Здесь существенно, что при всех углах наблюдения на больших глубинах затухание интенсивности излучения описывается экспоненциальным законом с одним и тем же коэффициентом ослабления. Это значит, что угловое распределение интенсивности на больших глубинах в рассеивающей среде становится постоянным, не зависящим от глубины.

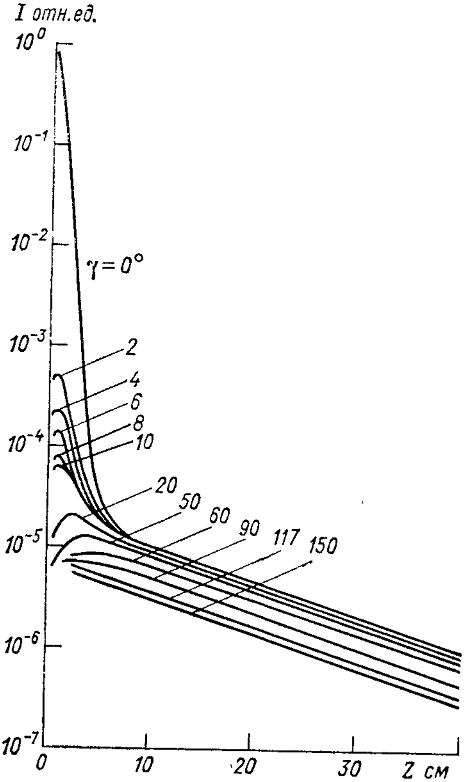


Рис. 2.8. Общая картина углового и глубинного распределения интенсивностей в молочной среде при $K = 1{,}9$ см$^{-1}$.

Следовательно, в глубинном режиме имеет место разделение переменных

$$S_i(Z, \mu, \gamma) = S_i(\mu, \gamma)\, R(Z), \tag{2.57}$$

где $Z = \mu l$, $\mu = \cos\gamma$.

Подставляя (2.57) в (2.56), получаем уравнение переноса на большой оптической глубине

$$\mu S_i(\mu)\,\frac{dR(Z)}{dZ} = R(Z)\left[-\varepsilon S_i(\mu) + \frac{k_p}{2}\sum\int_{-1}^{+1} f_{ik}(\mu, \mu')\, S_k(\mu')\, d\mu'\right],$$

(2.58

где $k_р$ — коэффициент рассеяния среды, $\varepsilon = k + \alpha$ — коэффициент ослабления среды, а азимутальную зависимость параметров Стокса S_i и матрицы рассеяния f_{ik} для однородной рассеивающей среды можно не учитывать. Из (2.58) непосредственно получается, что

$$dR(Z)/dZ = -k'R(Z), \quad R(Z) = e^{-k'(Z - Z_0)}, \tag{2.59}$$

где k' не зависит от направления луча.

Связь глубинного коэффициента ослабления k' с оптическими свойствами среды можно легче получить, если рассматривать рассеивающую среду как многоходовую кювету. Действительно полный путь фотона в среде пропорционален кратности рассеяния n. Кратность же рассеяния, по оценкам В. А. Амбарцумяна, связана с коэффициентом поглощения среды α и коэффициентом ослабления k соотношением $n = \sqrt{k/\alpha}$. Поэтому глубинный коэффициент ослабления $k' \sim \alpha n \sim \sqrt{\alpha k}$. В предположении слабого удельного поглощения $\alpha/k_р \ll 1$ (при большом поглощении в среде говорить о многократном рассеянии, а следовательно, и о глубинном режиме теряет смысл) из (2.58) можно получить:

$$k' = (\alpha\varepsilon/q)^t \approx \sqrt{\alpha k/q}, \tag{2.60}$$

где $q \equiv S_4/S_1$ — степень эллиптичности рассеянного излучения, зависящая только от вида матрицы рассеяния для данной среды, величина t сложным образом связана со свойствами среды и в первом приближении равна 0,5. Соотношение (2.60) находится в полном согласии с эмпирической формулой $k' = A\sqrt{\alpha k}$, где A — эмпирический параметр.

При наличии слабого поглощения в рассеивающей среде можно разложить $S_i(\mu)$ и отношение $\alpha/k_р$ в ряд по степеням

$$S_i(\mu) = I_0(\delta + \eta a_i(\mu) + \eta^2 b_i(\mu) + \ldots), \tag{2.61}$$

$$\alpha/k_р = C_1\eta - C_2\eta^2 + C_3\eta^3 + \ldots$$

Подстановка этого разложения в (2.58) дает систему уравнений, которая решается для $a_i(\mu)$, $b_i(\mu)$ и C_i. Если ограничиться при этом только первыми двумя членами разложения для $S_i(\mu)$, то получим для интенсивности:

$$S_1 = I_0[1 + \eta a_1(\mu)], \tag{2.62}$$

$$a_1 = \mu\,\delta_{i1} + \frac{1}{2}\sum \int_{-1}^{+1} f_{ik}(\mu, \mu')\, a_k(\mu')\, d\mu;$$

для степени поляризации:

$$P \equiv \sqrt{S_2^2 + S_3^2}/S_1 \simeq \eta\sqrt{a_2^2(\mu) + a_3^2(\mu)} \tag{2.63}$$

и для степени эллиптичности поляризации:

$$q \equiv S_4/S_1 \approx \eta a_4(\mu). \tag{2.64}$$

Соотношения (2.62)—(2.64) определяют угловую зависимость и поляризацию рассеянного излучения в глубинном режиме. В частности, для интенсивности имеет место пропорциональное увеличение с η, что согласуется с эмпирической зависимостью, полученной В. А. Тимофеевой.

Более полное решение задачи было получено Г. В. Розенбергом [26] для случая рэлеевского рассеяния. Результаты этого решения для угловой зависимости интенсивности при различных значениях η приведены на рис. 2.9.

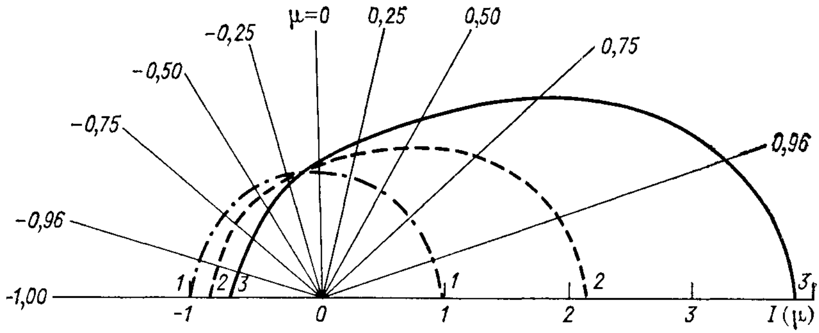


Рис. 2.9. Угловая зависимость интенсивности в глубине среды с рэлеевским рассеянием (в относительных единицах).

1) $\eta=0$, *2*) $\eta=0{,}5$, *3*) $\eta=0{,}7$.

Нестационарное рассеяние. Под нестационарным рассеянием в дисперсных средах понимается взаимодействие падающего излучения переменной интенсивности с системой рассеивателей. Конечное время распространения оптических волн и конечная длительность акта рассеяния являются причиной задержки фотонов в дисперсной среде, различной в зависимости от пройденного пути и числа актов рассеяния. В результате поток одновременно посланных фотонов на выходе из дисперсной среды будет зарегистрирован размытым по времени. В частности, для амплитудно-модулированного оптического сигнала это приведет к уменьшению глубины модуляции.

Широкое практическое использование источников излучения (в том числе лазерных) переменной интенсивности (в том числе импульсных) определяет важность задачи о нестационарном рассеянии. При этом следует иметь в виду, что эффекты нестационарного рассеяния и в особенности распространения сверхкоротких импульсов в рассеивающих средах представляют самостоятельный интерес для оптики и спектроскопии дисперсных сред.

В основе конкретной постановки задачи о переносе излучения при нестационарном рассеянии лежит предположение, что вероятность испускания излучения элементарным объемом определяется обычным законом затухания $\frac{1}{T} e^{-t/T} dt$, где T — среднее время взаимодействия оптической волны с рассеивающим объемом. Применяя те же рассуждения, что и при феноменологическом выводе уравнений переноса для стационарного случая, нетрудно получить для нестационарного режима следующее уравнение:

$$\mu \frac{\partial I\left(Z, \vec{r}, t\right)}{\partial Z} + \frac{1}{T} \frac{\partial I\left(Z, \vec{r}, t\right)}{\partial t} = -kI\left(Z, \vec{r}, t\right) +$$

$$+ \frac{\Lambda k}{4\pi} \int_0^t e^{-\frac{t-t'}{T}} \frac{dT'}{T} \int_{4\pi} f\left(\vec{r}, \vec{r}'\right) I\left(Z, \vec{r}, t\right) d\omega + \varepsilon_0 (Z, t). \quad (2.65)$$

Целесообразно ввести дополнительные обозначения. Если среднее время пребывания кванта в рассеивающей среде обозначить через $t_к = 1/Ck$, где $1/k$ представляет собой среднюю длину пробега фотона в среде, и ввести безразмерные величины

$$U = t/(T + t_к), \quad \beta_1 = T/(T + t_к),$$
$$\beta_2 = t_к/(T + t_к), \quad dt = k\, dZ,$$

то уравнение переноса (2.65) при отсутствии посторонних источников примет вид

$$\mu \frac{\partial I}{\partial \tau} + \beta_2 \frac{\partial I}{\partial U} = -I + \frac{\Lambda}{4\pi\beta_1} \int_0^U e^{-(U-U')/\beta_1}\, dU' \times$$

$$\times \int_0^U f\left(\vec{r}, \vec{r}'\right) I\left(\tau, \vec{r}', U'\right) d\omega'. \quad (2.66)$$

Для решения нестационарных задач в теории переноса излучения широко используется преобразование Лапласа в виде

$$I(\tau, \mu, S) = \int_0^\infty e^{-SU} I(\tau, \mu, U)\, dU. \quad (2.67)$$

Применение этого преобразования к уравнению (2.66), например, для сферической индикатрисы дает уравнение

$$\frac{\mu}{1+\beta_2 S} \frac{\partial I(\tau, \mu, S)}{\partial \tau} = -I(\tau, \mu, S) + \frac{\Delta}{2(1+\beta_1 S)(1+\beta_2 S)} \times$$

$$\times \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu', S)\, d\mu', \quad (2.68)$$

которое после замены

$$\tau \to \tau(1+\beta_2 S), \qquad \Lambda \to \frac{\Lambda}{(1+\beta_1 S)(1+\beta_2 S)}$$

приводит к уравнению переноса излучения для стационарного случая.

Описанный подход к решению нестационарных задач был обоснован И. Н. Мининым [31] не только для сферической индикатрисы, но и для случая неизотропного рассеяния (для несферической индикатрисы рассеяния). Как видим, этот подход обеспечивает сведение задачи нестационарного рассеяния к задаче стационарного рассеяния.

2.4. Уравнение переноса оптического изображения

Рассеяние оптических волн в дисперсных средах приводит к энергетическому ослаблению прямого излучения и появлению фона рассеянного излучения, которые описываются уравнениями переноса излучения. Но при одновременной регистрации яркости прямого и рассеянного вперед излучения имеет место снижение яркостного контраста наблюдаемого источника излучения. Сложная зависимость яркости рассеянного вперед излучения от параметров пучка и свойств рассеивающей среды обусловливает сложную зависимость затухания яркостного контраста наблюдаемого объекта от этих параметров и свойств. Для количественного описания такой зависимости удается получить так называемые уравнения переноса оптического изображения (уравнения видения) в дисперсных средах.

Теория формирования оптического изображения. Простые правила, которые следуют из элементарной геометрической оптики, позволяют по отдельным геометрическим лучам построить изображение наблюдаемого удаленного объекта в фокальной плоскости приемного объектива. Однако эти правила не позволяют учесть возможное искажение изображения за счет взаимодействия оптической волны со средой между объектом и приемным объективом. Такая возможность обеспечивается только при использовании современной теории формирования оптического изображения [2], сущность которой состоит в следующем. Если вместо функции взаимной когерентности (2.30) рассмотреть ее фурье-образ

$$\widehat{\Gamma}_{1,2}(\nu) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(x_1 x_2,\ t)\, e^{2\pi i \nu t}\, dt,$$

то волновые уравнения (2.33) переходят для этой функции в уравнение, решением которого являются

$$\widehat{\Gamma}\left(\vec{x}_1,\ \bar{\xi}_2,\ \nu\right) = \int U\left(\vec{x}_1,\ \vec{\xi}_1,\ \nu\right) \widehat{\Gamma}\left(\vec{\xi}_2,\ \vec{\xi}_1\right) d\vec{\xi}_1,$$

$$\widehat{\Gamma}\left(\vec{x}_2,\ \vec{x}_1,\ \nu\right) = \int U^*\left(\vec{x}_2,\ \vec{\xi}_2,\ \nu\right) \widehat{\Gamma}\left(\vec{\xi}_2,\ \vec{x}_1\right) d\vec{\xi}_2, \qquad (2.69)$$

где $U(\vec{x}_1,\ \vec{\xi}_1,\ \nu)$ представляет собой возмущение в точке $\vec{x}_1$ плоскости изображения, обусловленное точечным источником в точке ξ плоскости объекта. Комплексная величина $U^*(\vec{x}_2,\ \vec{\xi}_2,\ \nu)$ выбирается таким образом, чтобы выполнялось условие $\widehat{\Gamma}_{1,2}(\nu)\,\Gamma^*_{2,1}(\nu)$, которое следует из определения функции $\widehat{\Gamma}_{1,2}(\nu)$ и требований ее стационарности. Подстановка одного решения (2.69) в другое дает формулу, описывающую распространение каждой спектральной составляющей $\Gamma_{1,2}(\nu)$, а после временного преобразования Фурье получается формула [23]

$$\Gamma\left(\vec{x}_1, \vec{x}_2, t\right)=\iiint U\left(\vec{\xi}_1-\vec{x}_1, \nu\right) U^*\left(\vec{\xi}_2-\vec{x}_2, \nu\right) \times \\ \times \widehat{\Gamma}\left(\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2, \nu\right) e^{-2\pi i \nu t} d\vec{\xi}_1 d\vec{\xi}_2 d\nu, \quad (2.70)$$

в которой для квазимонохроматического излучения ($\Delta\nu/\nu \ll 1$) интегрирование по частоте исчезает.

Дальнейшее упрощение формулы (2.70) возможно для двух крайних случаев когерентного и некогерентного излучений [23]. При освещении (или свечении) объекта когерентным излучением функция когерентности

$$\Gamma\left(\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2, 0\right)=E\left(\vec{\xi}_1\right) E^*\left(\vec{\xi}_2\right)$$

и в предельном переходе $\vec{x}_2 \to \vec{x}_1 = \vec{x}$ и $t \to 0$ для распределения интенсивности в плоскости изображения получается

$$I'\left(\vec{x}\right)=\iint_{-\infty}^{+\infty} U\left(\vec{\xi}_1-\vec{x}\right) U^*\left(\vec{\xi}_1\right) E\left(\vec{\xi}_1\right) E^*\left(\vec{\xi}_2\right) d\vec{\xi}_1 d\vec{\xi}_2 = \\ = \left|\int_{-\infty}^{+\infty} U\left(\vec{\xi}-\vec{x}\right) E\left(\vec{\xi}\right) d\vec{\xi}\right|^2. \quad (2.71)$$

Из (2.71) видно, что оптическая система является линейным фильтром по отношению к амплитуде волны.

При освещении объекта некогерентным излучением или для самосветящихся объектов функция когерентности $\Gamma(\vec{\xi}_1, \vec{\xi}_2, 0) = I(\vec{\xi})\,\delta(\vec{\xi}_1 - \vec{\xi}_2)$ и в предельном переходе $\vec{x}_2 \to \vec{x}_1 = \vec{x}$ и $t \to 0$ в плоскости изображения получается

$$I'\left(\vec{x}\right)=\int_{-\infty}^{+\infty}\left|U\left(\vec{\xi}-\vec{x}\right)\right|^2 I\left(\vec{\xi}\right) d\vec{\xi}. \quad (2.72)$$

Из (2.72) видно, что в этом случае оптическая система является линейным фильтром по отношению к интенсивности волны.

Во всех случаях функция $U(\vec{\xi}-\vec{x})$ определяет фильтрующие свойства оптической системы. Идеальная оптическая система преобразует падающий на нее фронт волны в сферическую поверхность с радиусом кривизны R. В этом случае функция U имеет вид $e^{-ik_\lambda R}/R$. В реальных оптических системах необходимо учесть изменения амплитуды, вызванные дифракцией на краях, наличием покрытия и т. п. Поэтому функцию U можно записать в виде

$$U=|F(u, v)|\, e^{-ik_\lambda (R+\Delta)}/R, \quad (2.73)$$

где $|F(u, v)|e^{ik_\lambda \Delta(u, v)} \equiv F(u, v)$ — комплексная амплитуда возмущения на приемном объективе. Если приписать элементу приемного объектива da координаты (u, v, w), то совокупность этих элементов приведет к искажениям, которые можно записать путем интегрирования (2.73) в пределах размеров объектива

$$U(x, y) = C_1 \iint F(u, v) \frac{e^{-ik_\lambda r}}{r} da, \tag{2.74}$$

где

$$r^2 = (x-u)^2 + (y-v)^2 + w^2 = R^2 + x^2 + y^2 - 2(ux + vy),$$

т. е. определяются уравнением поверхности волнового фронта в плоскости изображения. Если ограничиться учетом возмущений в малой области вокруг главного луча, который описывается множителем $e^{ik_\lambda R}/R$ под интегралом, то в разложении

$$r = R - \frac{ux + vy}{R} + \frac{x^2 + y^2}{2R} + \ldots$$

можно пренебречь членами более высокого порядка, а интеграл (2.74) переписать в виде

$$U(x, y) = C_1 \iint F(u, v)\, e^{-ik\lambda(Ux + vy)/R}\, du\, dv =$$

$$= C_1 \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} F(\beta, \gamma)\, e^{-i(\beta x + \gamma x)}\, d\beta\, d\gamma, \tag{2.75}$$

где введены новые координаты $\beta = k_\lambda u/R$, $\gamma = k_\lambda v/R$, имеющие единицу пространственной частоты (рад/м). Из (2.75) следует важный вывод, а именно: оптическое возмущение $U(x, y)$ в плоскости изображения, возникающее из-за наличия в плоскости объекта точечного источника, представляет собой преобразование Фурье от возмущения в плоскости объектива.

По аналогии с понятием временных частот можно ввести понятие пространственных частот $\omega_x = 2\pi/x$ и $\omega_y = 2\pi/y$. Тогда двумерные спектральные (по пространственным частотам) распределения в плоскостях изображения и объекта при некогерентном излучении будут иметь вид

$$E(\omega_x, \omega_y) = \iint I'(x, y)\, e^{-i(\omega_x x + \omega_y y)}\, dx\, dy,$$

$$O(\omega_x, \omega_y) = \iint \Phi(x, y)\, e^{-i(\omega_x x + \omega_y y)}\, dx\, dy, \tag{2.76}$$

где $I'(x, y)$ и $\Phi(x, y)$ — пространственное распределение интенсивности в плоскости изображения и объекта соответственно. На основании теоремы о свертке из формулы (2.72) для спектрального распределения в изображении следует

$$E(\omega_x, \omega_y) = M(\omega_x, \omega_y)\, O(\omega_x, \omega_y), \tag{2.77}$$

где $M(\omega_x, \omega_y)$ является двумерным фурье-преобразованием функции размытия точки $|U(x, y)|^2$.

Формула (2.77) наглядно описывает механизм передачи пространственных частот оптической системой: каждой составляющей соответствует коэффициент передачи $M(\omega_x, \omega_y)$ (в общем случае комплексный), который обычно называется оптической передаточной функцией (ОПФ). Модуль $|M(\omega_x, \omega_y)|$ часто называется частотно-контрастной характеристикой системы. ОПФ и функция размытия точки дают исчерпывающее описание качества оптического изображения и является эквивалентными характеристиками передачи пространственных частот.

При решении многих практических задач, связанных с переносом оптического изображения, полезным является определение ОПФ системы через распределение амплитуды волны на поверхности приемного объектива. Такая возможность следует из формулы (2.75). Учитывая, что при некогерентном излучении функция размытия $|U(x, y)|^2 = U(x, y)\ U^*(x, y)$, для ОПФ с точностью до постоянного множителя можно записать

$$M(\omega_x, \omega_y) = \iint U(x, y)\, U^*(x, y)\, e^{-i\,(\omega_x x + \omega_y y)}\, dx\, dy =$$

$$= \iint F(\beta, \gamma)\, F^*(\beta - \omega_x, y - \omega_y)\, d\beta\, d\gamma, \qquad (2.78)$$

откуда следует, что ОПФ системы можно получить не только на основании гармонического анализа изображения, но и путем интегрирования автокорреляционной функции для амплитуды волны на поверхности объектива. Например, в результате именно такого интегрирования удается просто получить выражение для ОПФ идеальной круглой линзы [2].

Перенос изображения в дисперсных средах. Первая детальная постановка задачи о видении в дисперсных средах на основе теории линейных систем (с использованием метода пространственно-частотного анализа) была выполнена в работе [29], а решение для ОПФ дисперсной среды получено в [20]. Принципиальная возможность описать с помощью ОПФ влияние дисперсной среды на передачу пространственных частот следует из того, что рассеивающая среда может рассматриваться как элемент оптической системы. Влияние среды, находящейся между объектом (плоскость xoy) и приемным объективом (плоскость $\xi o' \eta$) в общем случае приводит к случайным изменениям амплитуды волн в плоскости $\xi o' \eta$. Учитывая это обстоятельство, для оптической передаточной функции с точностью до постоянного множителя в момент времени t можно записать

$$M'(\omega_x, \omega_y, L, t) = \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} V(x + x', y + y', L, t) \times$$

$$\times V^*(x', y', L, t)\, F(\xi' + \xi, \eta' + \eta)\, F(\xi', \eta')\, d\xi'\, d\eta', \qquad (2.79)$$

где L — толщина слоя среды, при прохождении которого комплексная амплитуда волны $V(x, y, L, t)$ подвергается искажениям. Здесь координаты (x, y) и (x', y') относятся к плоскости объекта, а (ξ, η) и (ξ', η') — к поверхности сферы входного зрачка приемного объектива. Функция $F(\xi, \eta)$ определяет влияние оптической системы на комплексную амплитуду приходящей волны, т. е. связана с деформацией волновой поверхности линзой.

Влияние среды на параметры распространяющейся волны приводит в отличие от влияния оптической системы к случайным во времени искажениям фазовой поверхности. При конечном временном осреднении излучения оптическими приемниками выражение (2.79), определяющее мгновенную величину ОПФ, не будет в этом случае отражать реально наблюдаемую картину. Временное осреднение для турбулентной среды, как показывает выполненный в [37] анализ, приводит к разным результатам в случае очень больших и очень малых экспозиций. Это различие связано с тем, что осреднение $M'(\omega_x, \omega_y, L, t)$ по времени необходимо проводить не только с учетом изменения амплитуды волны с частотой $2\pi/\lambda$, но и с учетом более медленных изменений $V(x, y, L, t)$, вызванных движением оптических неоднородностей в среде.

Для дисперсных сред в большинстве практических случаев имеет место рассеяние света независимыми частицами, т. е. в любой момент времени общая интенсивность света, рассеянного системой частиц, является результатом суммирования интенсивностей света, рассеянного отдельными частицами. Это означает, что при распространении оптических волн через дисперсную среду (например, через замутненную атмосферу) осреднение по времени $M'(\omega_x, \omega_y, L, t)$ можно связать только с оптической частотой.

В общем случае связь координат в плоскости объекта и входного зрачка в (2.79) имеет сложную форму. Для достаточно тонких линз координаты x', y' соответствуют ξ', η', т. е. в (2.79) можно заменить переменные ξ', η' на x', y' и ξ, η на x, y. Такая замена, очевидная при распространении плоской волны, оправдана и для сферических волн, если в последующих расчетах учитывать возмущающее действие среды на распространяющуюся сферическую, а не плоскую волну. Если свойства волны удовлетворяют условиям локальной однородности, т. е. «стационарны» в пространственных координатах, то для осредненной оптической передаточной функции системы оптический прибор — среда из (2.79) следует

$$M(\omega_x, \omega_y, L, t) = \langle M'(\omega_x, \omega_y, L, t)\rangle = \langle V(x+x', y+y', L, t)\times$$

$$\times V^*(x', y', L, t)\rangle \iint_{-\infty}^{+\infty} F(x+x', y+y')\, F^*(x', y')\, dx'\, dy' =$$

$$= M_c(\omega_x, \omega_y, L)\, M_0(\omega_x, \omega_y). \qquad (2.80)$$

Возможность вынесения величины $\langle V(x+x', y+y', L, t)V^*(x, y, L, t)\rangle$ из-под знака интеграла следует из условия локальной однородности среды, т. е. из зависимости этой величины только от переменных x, y. Из (2.80) следует, что при достаточно большом временном осреднении передача пространственных частот через систему прибор—среда количественно описывается произведением оптических передаточных функций раздельно для среды и оптического прибора.

Для полноты описания реального физического процесса переноса оптического изображения в дисперсных средах необходимо также учитывать еще два фактора, первый из которых связан с учетом энергетического ослабления излучения при его прохождении через среду. Это ослабление приводит только к затуханию интенсивности в распределении по плоскости изображения, не искажая само распределение. Следовательно, учет энергетического ослабления производится просто умножением ОПФ на величину e^{-kz}, если выполняются условия применимости закона Бугера. Далее, при наблюдениях объектов через дисперсные среды (например, в дневной атмосфере) на изображение накладывается фон рассеянного излучения от посторонних источников. Этот фон обычно не имеет частотно-пространственной структуры и его можно с большой точностью считать помехой в виде постоянной составляющей.

Таким образом, общее уравнение переноса оптического изображения через дисперсную среду можно записать в виде

$$I'(x, y) = Ae^{-kL} \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} O(\omega_x, \omega_y) M_c(\omega_x, \omega_y) \times$$
$$\times M_0(\omega_x, \omega_y) e^{-i(\omega_x x + \omega_y y)} d\omega_x d\omega_y, \tag{2.81}$$

где M_c и M_0 — оптические передаточные функции для сферы и прибора соответственно, A — некоторый постоянный коэффициент. Решение уравнения (2.81) представляет собой основную задачу в проблеме видения.

В приближении однократного рассеяния для однородной дисперсной среды такое решение было получено в [20] и имеет вид

$$I = I_0 e^{-\tau} \left[b(\alpha) + \frac{\tau_p \Delta\omega}{4\pi \sin \Psi} \int\limits_0^{\pi/2} f(\Psi + \theta) d\theta \right], \tag{2.82}$$

где $\tau = k\mathscr{L}$ и $\tau_p = k_p\mathscr{L}$; Ψ — угол приемника; $\Delta\omega = 2\pi\alpha\Delta\alpha$ — угловые размеры объекта; $f(\Psi+\theta)$ — индикатриса рассеяния; $b(\alpha)$ — единичная функция, равная 1 при $0 \leqslant \Psi \leqslant \alpha$ и 0 при $\Psi > \alpha$. Первое слагаемое в правой части (2.82) соответствует интенсивности прямого излучения, второе слагаемое — интенсивности однократно рассеянного излучения. Анализ показывает, что для больших сферических частиц второе слагаемое с достаточной точностью при малых углах описывается экспоненциальной функцией, а функция размытия точки (при переходе к пределу $\Delta\omega \to 0$) имеет вид

$$D(z) = \frac{I_0 e^{-\tau}}{L^2} \frac{\rho}{2\pi} \left[\frac{\delta(z/\rho)}{z} + \frac{\pi\rho}{4} \tau\Lambda \frac{F(z)}{z} \right], \tag{2.83}$$

где $\delta(z/\rho)$ — дельта-функция, $\Lambda = k_p/k$, $F(z) = e^{-z}$, $z = \rho\Psi$, $\rho = 2\pi a/\lambda$, a — радиус частиц. Одномерность функции размытия

$D(z)$ является следствием круговой симметрии распределения интенсивности рассеянного излучения в плоскости изображения.

Распределение интенсивности в фокальной плоскости приемной системы $I(x', y')$ определяется интегралом свертки от распределения интенсивности на объекте $O(x, y)$ и функции размытия точки $D(x'-x, y'-y)$, т. е. величиной

$$I(x', y') = \iint O(x, y)\, D(x'-x, y'-y)\, dx\, dy.$$

При наблюдении объекта-круга такое интегрирование выполняется наиболее просто и дает

$$I(z) = I_0 \frac{e^{-\tau}}{2\pi L^2}\left[b(z_0) + \frac{\pi\Lambda\tau}{2} f(z, t)\right]; \tag{2.84}$$

$$f(z, t) = \int\limits_0^t e^{-z\sqrt{1-x^2}}\left[e^{z\sqrt{t^2-x^2}} - e^{-z\sqrt{t^2-x^2}}\right]\frac{dx}{\sqrt{1-x^2}},$$

где $t = z_0/z$, $z_0 = \rho\alpha$, $z = \rho\Psi = \rho r/F$, F — фокусное расстояние приемника.

Выражение (2.84) является, по существу, уравнением видения удаленного объекта-круга через дисперсную среду в приближении однократного рассеяния. Несмотря на частный характер этого уравнения с точки зрения формы объекта, основные свойства видения объектов для других форм следует ожидать аналогичными. В частности, можно считать общей закономерность, которая следует из (2.84) и заключается в ухудшении видения с увеличением вытянутости индикатрисы рассеяния.

Из (2.84) нетрудно оценить предельные оптические толщи обнаружения $\tau_{обн}$, на которых отношение суммарной интенсивности объекта и фона рассеянного излучения к интенсивности фона на границе изображения равно некоторой заданной величине. Для значения отношения $(I_0 + I_Ф)/I_Ф = 1{,}25$ предельная оптическая глубина обнаружения

$$\Lambda\tau_{обн} = 8/\pi f(z_0), \tag{2.85}$$

где асимптотическое значение функции $f(z_0) = \pi/2$ при $z_0 > 5$ и, следовательно, $\Delta\tau_{обн} = 1{,}62$.

На рис. 2.10 приведена зависимость предельной оптической глубины обнаружения $\Lambda\tau_{обн}$ от размеров объекта-круга. Кривая *1* получена в формуле (2.85) на основании расчетных данных для $f(z_0)$, кривая *2* — в результате прямых измерений $\Lambda\tau_{обн}$ в молочной среде ($\varepsilon = 1$ м$^{-3}$, $\Lambda = 0{,}8$). При построении экспериментальной кривой среднее значение параметра ρ принималось равным 35. Из сравнения кривых рис. 2.10 видно, что формула (2.85), полученная в приближении однократного рассеяния, с удовлетворительной точностью дает правильную оценку $\tau_{обн}$ для размеров объекта-круга $z_0 \geqslant 0{,}5$. При меньших размерах объектов, согласно рис. 2.10, $\tau_{обн}$, полученное по формулам однократного рассеяния, растет быстрее, чем это следует из результатов эксперимента. Последнее обстоятельство объясняется соответствующей ролью эффектов многократного рассеяния.

Влияние многократного рассеяния на видение протяженных объектов через рассеивающую среду достаточно полно рассмотрено в работе [4], в которой одновременно проводится обобщение

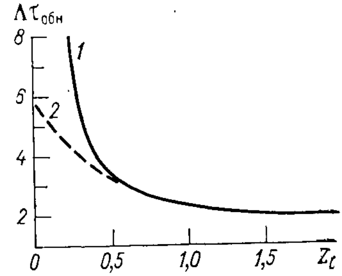


Рис. 2.10. Зависимость предельной оптической толщи обнаружения от размеров наблюдаемого объекта.

1 — расчет с учетом только однократного рассеяния, *2* — эксперимент.

понятия ОПФ на систему активного наблюдения с остронаправленным сканируемым лучом подсветки. Количественный анализ в этой работе проведен для условий в морской воде. Однако предложенная схема расчетов и некоторые физические закономерности являются общими для дисперсных сред. Анализ расчетов структуры оптического изображения для равнояркого круга показывает, что основные закономерности искажения как при многократном

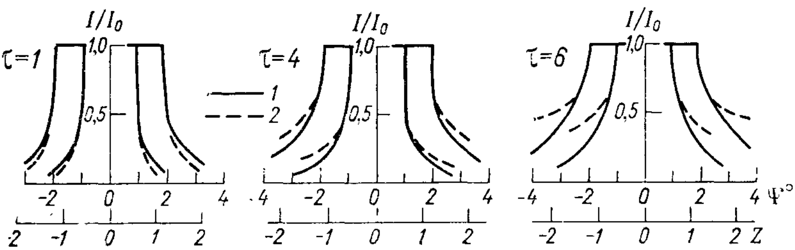


Рис. 2.11. Данные расчетов освещенностей рассеяния при однократном рассеянии (*1*) и с учетом многократного рассеяния (*2*).

рассеянии, так и при однократном аналогичны. Искажения наблюдаемого объекта-круга растут с увеличением оптической глубины. Они также зависят от размеров круга. При больших размерах резкость края ухудшается, а уровень рассеянного фона возрастает, т. е. наблюдаемый контраст объекта уменьшается.

Количественные оценки расчетов по формулам видения при однократном рассеянии и с учетом многократного приведены на рис. 2.11. Кривые *1* отражают результаты расчетов по формуле (2.84) для молочной среды ($\rho=35$) в видимой области спектра. На основании приведенных на рисунке оценочных данных границы применимости формул видения в приближении однократного рассеяния можно оценить глубинами $\tau \leqslant 3 \div 4$. Указанная оценка согласуется с полученной выше для наблюдения объектов конечных размеров.

Перенос изображения через рассеивающий слой. Впервые количественные экспериментальные исследования влияния положения рассеивающего слоя на видение самосветящегося объекта были проведены в [7] путем наблюдения яркостного контраста края самосветящейся полуплоскости, наблюдения которой производились с помощью приемной системы, состоящей из объектива и фотоэлектрического детектора. Малый угол зрения приемной системы определялся щелевой диафрагмой перед детектором. В качестве рассеивающего слоя использовалась тонкая стеклянная

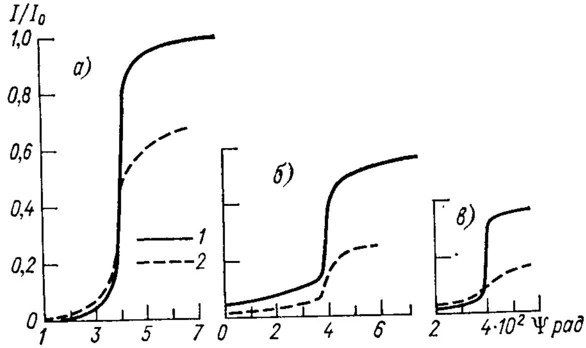


Рис. 2.12. Пограничные кривые при различных положениях рассеивающего слоя с $\tau=1$ для раствора молока (*1*) и взвеси ликоподии (*2*).

а) $l/L=0$, *б*) $l/L=0{,}22$, *в*) $l/L=1$.

кювета с большими поперечными размерами, заливаемая раствором молока или взвесью ликоподия.

На рис. 2.12 приведены распределения облученности в плоскости изображения приемной системы при нескольких положениях рассеивающего слоя с оптической толщей $\tau=1$ для двух сред. Из рисунка видно, что качество оптического изображения и его контраст заметно изменяются в зависимости от отношения l/L (l — расстояние от рассеивающего слоя до приемника, L — от источника до приемника).

На основании полученных распределений облученности был найден контраст наблюдаемого объекта (рис. 2.13) в зависимости от положения слоя l/L при разных оптических толщах. Величина контраста определялась как отношение разности измеренных максимальных и минимальных облученностей в изображении к их сумме. Принципиально важный вывод, который следует из рис. 2.13, состоит в том, что наблюдаемый через рассеивающий слой контраст в изображении края в начале убывает, а затем по мере удаления рассеивающего слоя от приемника возрастает. Обнаруженная экспериментально закономерность пока еще не получила однозначного теоретического объяснения. Однако некоторые теоретические исследования в этом направлении имеются.

Принципиальные результаты теоретических исследований получены в работе [11]. На основании общего решения уравнения переноса изображения через среду с произвольной стратификацией ее оптических характеристик в работе показано, что при неоднородной трассе контраст изображения оказывается более высоким, если слои повышенной мутности располагаются вблизи приемника. Этот вывод не противоречит обсужденным выше экспериментальным данным. Однако детальный анализ влияния положе-

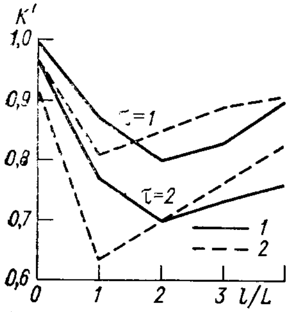


Рис. 2.13. Зависимость контраста границы свет—тень от положения слоя для раствора молока (*1*) и взвеси ликоподия (*2*).

а) τ=1, *б*) τ=2.

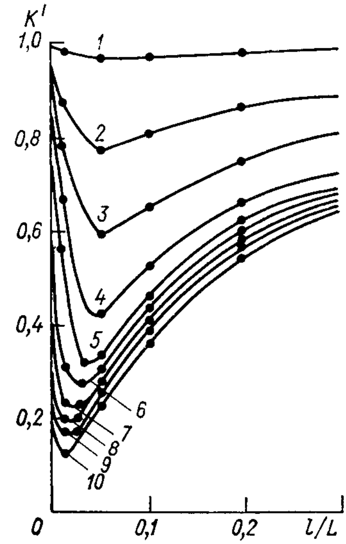


Рис. 2.14. Зависимость ОПФ от положения рассеивающего слоя по численным расчетам для ω, равных 15, 30, 60, 90, 120, 150, 300, 450, 750, 900 рад$^{-1}$ (кривые *1*—*10* соответственно).

ния рассеивающего слоя на качество оптического изображения в работе [11] не проводился. В этом отношении большой интерес представляют результаты теоретических исследований, которые получены в работе [15]. Исследования состояли в моделировании на ЭВМ методом Монте-Карло функции размытия точки $h(x, y) = U(x, y) \cdot U^*(x, y)$. Предполагалось, что в приемной системе отсутствуют аберрации, а рассеяние излучения средой имеет круговую симметрию. Оптическую передаточную функцию системы наблюдения (среды) $K'(\omega) = M(\omega)/M(0)$ в этом случае можно определить преобразованием Ганкеля

$$K'(\omega) = \int_0^r rh(r)\, J(\omega r)\, dr,$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ (x и y — координаты в плоскости изображения); $\omega = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2}$ — пространственная частота.

Зависимость $K'(l/L, \omega)$ для дискретного набора частот в модели среды, соответствующей атмосферной дымке (при τ=3), от величины l/L представлена на рис. 2.14. Вид полученных зависимостей $K'(l/L, \omega)$ показывает изменение качества оптического изображения объектов, наблюдаемых через рассеивающий слой при его перемещении от объекта к приемнику. Как видно из рисунка, малые перемещения слоя от объекта приводят к резкому уменьшению контраста для всех пространственных частот. При этом максимально искажаются в изображении высокие пространственные частоты (тонкая структура объектов). Дальнейшее удаление слоя от объекта приводит к повышению контраста, как и наблюдалось в лабораторном эксперименте.

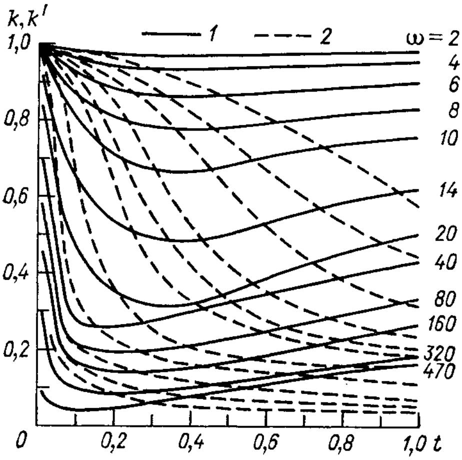


Рис. 2.15. Зависимость $k(t, \omega)$ и $k'(t, \omega)$ от положения рассеивающего слоя по данным расчета для ограниченных (*1*) и неограниченных (*2*) углов регистрации функции размытия ($t=l/L$).

Физические причины немонотонной зависимости качества изображения от положения рассеивающего слоя лежат в условиях формирования этого изображения и пока еще не выяснены окончательно. Показательной в этом отношении является работа [5]. В этой работе на основании экспериментальных и теоретических исследований показано, что немонотонная зависимость наблюдаемого контраста от положения рассеивающего слоя может быть результатом смещения оценки фурье-преобразования изображения объекта, получаемого в оптической системе с конечным углом зрения приемника. Именно такой вывод следует из приведенных на рис. 2.15 результатов расчета ОПФ при ограниченном и неограниченном интервалах углов измерения функции размытия линии. Зависимость положения минимума на кривых рис. 2.15 от частоты $\omega=2\pi/\psi$ при этом объясняется различным влиянием конечного угла зрения приемника на разных частотах.

2.5. Уравнения оптической локации

Рассеяние оптического излучения в дисперсных средах, обусловливающее ослабление локационного сигнала и появление помехи, существенно снижает эффективность оптической локации объектов в среде. В то же время, зависимость помехи рассеянного излучения от оптических свойств дисперсной среды позволяет использовать эти помехи для исследования самой среды. Именно в этом направлении за последние годы получены фундаментальные научные результаты, которые выдвигают теорию и практику оптической локации (оптического зондирования) рассеивающих сред в важный раздел физической оптики. Ниже рассматриваются некоторые уравнения оптической локации, из которых следуют возможности исследования различных параметров дисперсных сред. Эти уравнения представляют собой исходные основы для оптического (в том числе лазерного) зондирования дисперсных сред.

Приближение однократного рассеяния. Если ограничиться рассмотрением импульсной локации только дисперсных сред, то зависимость принимаемого эхо-сигнала излучения (помехи обратного рассеяния) от свойств среды может быть получена из простых соображений. Действительно, принимаемый локационный сигнал $\mathcal{F}(t)$ в случае совмещенных приемной и передающих систем локатора зависит от ослабления среды на двойном расстоянии от объема локации $l=Ct$ (при прохождении пути туда и обратно), т. е. пропорционален квадрату прозрачности среды $T(l)=e^{-\tau(l)}$, где $\tau(l)$ — оптическая толща среды. Далее, локационный сигнал при отсутствии эффектов многократного рассеяния и нелинейных эффектов пропорционален также коэффициенту обратного рассеяния, который можно записать в виде произведения $k_p(l)f(\pi, l)$, где $f(\pi, l)$ — значение индикатрисы рассеяния для 180° на расстоянии l от приемника. Наконец, локационный сигнал пропорционален величине посылаемого в среду сигнала $\mathcal{F}(0)$ и обратно пропорционален квадрату расстояния l до лоцируемого объема. Таким образом, для уравнения локации можно записать

$$\mathcal{F}(l) = \frac{\mathcal{F}(0)\, G(l)}{l^2} k_p(l) f(\pi, l) T^2(l), \tag{2.86}$$

где функция $G(l)$ учитывает геометрические параметры локатора и характеристики локационного импульса.

Расчет функции $G(l)$ для различных локационных схем и параметров локаторов приводит к различным формам записи уравнения локации, которое для импульса с произвольной формой и схемы локации с произвольным расположением источника и приемника может быть записано в виде интеграла свертки

$$\mathcal{F}(t) = \int\limits_0^t F(t-\Delta t)\, G(\Delta t)\, K(\Delta t)\, d(\Delta t), \tag{2.87}$$

где $F(t-\Delta t)$ — временная функция локационного (зондирующего) импульса; $K(\Delta t)=k_p f(\pi, l) T^2(l)$ — импульсная реакция среды; $G(\Delta t)$ — функция геометрического фактора. Наиболее подробное исследование функции $G(\Delta t)$ для моностатической схемы локации (источник и приемник совмещены) выполнено в работе [10]. Для бистатической схемы локации (разнесенные источник и приемник) функция $G(\Delta t)$ была рассчитана и границы применимости полученных формул были экспериментально исследованы в работе [28]. В [28] было показано, что в условиях высокой прозрачности атмосферы ($k_p \leqslant 0{,}3$ км$^{-1}$) временная структура отраженного средой импульса определяется в основном геометрией эксперимента, а не оптическими характеристиками атмосферы. Наоборот, в сильно замутненной атмосфере ($k_p > 10$ км$^{-1}$) обнаруживается слабое влияние геометрии эксперимента. Определяющую роль в этих условиях начинают играть свойства рассеивающей среды.

Применение уравнений локации, записанных выше в приближении однократного рассеяния, ограничивается оптическими глубинами, при которых необходим учет более высоких порядков рассеяния. Следующим более высоким приближением является учет двукратного рассеяния.

Учет двукратного рассеяния. Относительно простой учет двукратного рассеяния на величину принимаемого локационного сигнала удается провести, если пренебрегать поляризационными эффектами. В этом случае можно ограничиться простым суммированием сигналов, обусловленных однократным и двукратным рассеянием. Величина сигнала за счет однократно рассеянного излучения $\mathcal{F}_1(l)$ была определена выше. Следовательно, задача сводится к определению величины сигнала за счет двукратного рассеяния $\mathcal{F}_2(l)$.

Вывод уравнения локации с учетом двукратного рассеяния приведен в [35] при следующих приближениях: 1) угловое распределение энергии излучения источника и чувствительности приемника равномерное, а угол зрения Ψ и конуса излучения θ таковы, что $\theta < \Psi < 1$; 2) длительность зондирующего импульса достаточно мала, чтобы ослаблением в слое толщиной, равной протяженности этого импульса, можно было пренебречь. Достаточно громоздкий вывод для локационного сигнала за счет двукратно рассеянного излучения приводит к следующему выражению при моностатической схеме локации:

$$\mathcal{F}_2(l) = \mathcal{F}_1(l)\frac{l^2}{2f(\pi, l)}\left\{\int\limits_0^{\pi/2}\int\limits_{l_1}^{l}\frac{k_p(l')\,f(l', \gamma)\,f(l, \gamma')\sin\gamma}{R(l, l', \gamma)}\,dl'\,d\gamma + \right.$$

$$+\int\limits_0^{\pi/2}\int\limits_{l_2}^{l}\frac{k_p(l')\,f(l, \gamma)\,f(l', \gamma')\sin\gamma}{(l')^2}\,dl'\,d\gamma + \frac{2k_p(l)\,\Delta l}{l^2}\times$$

$$\left.\times\int\limits_0^{\gamma_1} f(l, \gamma)\,f(l, \gamma')\,\mathrm{tg}\frac{\gamma}{2}\,d\gamma\right\}, \qquad (2.88)$$

где через $\mathcal{F}_1(l)$ обозначен локационный сигнал в приближении однократного рассеяния, а также введены обозначения:

$$l_1 = l\,(1 - \mathrm{tg}\,\Psi/2)\,\mathrm{ctg}\,\gamma/2; \quad l_2 = l\,[1 - \sin\Psi/\sin(\gamma + \Psi)];$$

$$R(l, l', \gamma) = l^2 - (2l - l')\,l'\sin^2\gamma/2;$$

$$\gamma' = \pi - \gamma; \quad \gamma_1 = 2\,\mathrm{arctg}\,l\Psi/2\,\Delta l.$$

Уравнение локации (2.88) существенно упрощается для однородной среды. Действительно, в этом случае $k_p(l) = k_p(0)$, а $f(l, \gamma) = f(\gamma)$ и для $\eta(l) = F_2(l)/F_1(l)$ получается

$$\eta(l) = \frac{lk_p(0)\Psi}{f(\pi)} \int_0^{\pi/2} x(\gamma)\, x(\pi - \gamma)\, d\gamma + \frac{\Delta l k_p(0)}{f(\pi)} \int_0^{\gamma_1} x(\gamma) \times$$
$$\times\, x(\pi - \gamma) \operatorname{tg} \gamma/2 d\gamma. \qquad (2.89)$$

Как видно из (2.89), величина $\eta(l)$ зависит от угла зрения приемника Ψ, оптической толщи зондируемого слоя $\tau = k_p(0) l$, формы индикатрисы рассеяния и длительности локационного импульса.

Учет поляризационных эффектов. При локации дисперсных сред дополнительная информация о параметрах среды получается при учете поляризационных эффектов, которые возникают при взаимодействии оптического излучения со средой. В общем случае поляризационные характеристики локационного сигнала могут быть получены при решении уравнения переноса для вектора Стокса. Ввиду отсутствия в настоящее время таких решений представляет интерес рассмотреть основные принципы учета поляризационных эффектов на примере уравнения локации в приближении двукратного рассеяния, следуя [22].

Ограничиваясь случаем изотропной среды и совпадения плоскости рассеяния с плоскостью референции Q, для вектора Стокса однократно рассеянного излучения $\vec{S}^{(1)}$ элементарным объемом, лежащим на оси зондирующего пучка, можно записать

$$d\vec{S}^{(1)}(\rho, \gamma, l) = F_0 e^{-\tau_l} \frac{k_p(l)}{4\pi} \hat{f}(\gamma, l)\, \widehat{K}(\beta)\, \vec{S}^{(0)}\, dl, \qquad (2.90)$$

где $\tau_l = \varepsilon l$; $\hat{f}_{ij}(\gamma, l)$ — нормированная матрица рассеяния; $\widehat{K}(\beta)$ — матричный оператор поворота плоскости референции; $\vec{S}^{(0)}$ — безразмерный вектор Стокса зондирующего пучка в системе координат, связанной с плоскостью референции Q; β — угол поворота рассматриваемой плоскости относительно плоскости Q. Вектор Стокса для вторично рассеянного излучения элементарным объемом, находящимся на расстоянии x от первого, можно выразить через $d\vec{S}^{(1)}$ соотношением

$$d\vec{S}^{(2)} = \frac{Ak_p(l)}{4\pi x^2 l_1^2} e^{-\tau_{l_1} - \tau_x} \int_0^{2\pi} \hat{f}(l, \gamma')\, \widehat{K}(\beta)\, d\vec{S}^{(1)}\, d\beta, \qquad (2.91)$$

где $\tau_x = \varepsilon x$; $l_1 = l + x \cos\gamma$; $\gamma' = \pi - \gamma + \theta$, θ — угол зрения приемника, A — параметр, учитывающий параметр приемника. В (2.91) повторно применен оператор $\widehat{K}(\beta)$, который учитывает необходимость приведения векторов $d\vec{S}^{(2)}$ и $d\vec{S}^{(1)}$ к единой системе координат, связанной с плоскостью Q.

Полный вектор Стокса рассеянного излучения $\vec{S}$ с учетом однократного и двукратного рассеяния получается после интегрирования (2.90) и (2.91) простым суммированием $\vec{S}^{(1)}$ и $\vec{S}^{(2)}$. Полученное таким образом уравнение и является формальным уравнением локации в приближении двукратного рассеяния с учетом поляризационных эффектов.

Наиболее простой вид это уравнение имеет для сферических частиц, когда матрица рассеяния имеет всего четыре независимых компоненты. Конкретный расчет составляющих вектора Стокса за счет двукратного рассеяния для удаленного на расстояния L от локатора однородного рассеивающего слоя из сферических частиц (для жидкокапельного облака и плоскополяризованного излучения источника приводит к следующим формулам:

$$S_1^{(2)}(l,\ k_\text{p}) = \mathcal{F}^{(1)} \frac{k_\text{p}}{2f_1(\pi)} \left\{ \frac{l^2 - L^2}{L} \int\limits_0^{\gamma_1} G_1(\gamma)\,\gamma\, d\gamma + 2l\psi \int\limits_{\gamma_1}^{\pi/2} G_1(\gamma)\, d\gamma \right\},$$

$$S_2^{(2)}(l,\ k_\text{p}) = \mathcal{F}^{(1)} \frac{k_\text{p}}{4f_1(\pi)} \left\{ \frac{l^2 - L^2}{L} \int\limits_0^{\gamma_1} [G_2(\gamma) - G_1(\gamma)]\, d\gamma + \right.$$

$$\left. + 2l\psi \int\limits_{\gamma_1}^{\pi/2} [G_2(\gamma) - G_1(\gamma)]\, d\gamma \right\},$$

$$S_3^{(2)}(l) = 0, \quad S_4^{(2)}(l) = 0, \tag{2.92}$$

где

$$G_1(Z,\ Z',\ \gamma) = f_1(Z,\ \gamma') f_1(Z',\ \gamma) + f_2(Z,\ \gamma') f_2(Z',\ \gamma),$$

$$G_2(Z,\ Z',\ \gamma) = f_3(Z,\ \gamma') f_3(Z,\ \gamma) - f_4(Z',\ \gamma') f_4(Z,\ \gamma),$$

$$f_1 = f_{11} = f_{22}, \quad f_2 = f_{21} = f_{12}, \quad f_3 = f_{33} = f_{44}, \quad f_4 = f_{34} = f_{43}.$$

Как видно из (2.92), параметры Стокса $S_3^{(2)}$ и $S_4^{(2)}$ в рассматриваемом случае равны нулю и, следовательно, при двукратном рассеянии облаком сферических частиц не происходит поворота плоскости поляризации, а степень эллиптичности рассеянного назад излучения равна нулю. Более того, количественный анализ показывает, что для жидкокапельных облаков плоскость преимущественной линейной поляризации двукратно рассеянного излучения совпадает с плоскостью поляризации зондирующего излучения, а перпендикулярно и параллельно поляризованные составляющие интенсивности отраженного излучения в определяющей степени зависят от матрицы рассеяния и параметров эксперимента (L, Ψ). Отмеченные поляризационные свойства двукратного рассеянного назад излучения широко используются для идентификации различных типов метеообразований в земной атмосфере [22]. В частности, экспериментальные исследования показывают, что степень деполяризации для атмосферных образований изменяется в широких пределах (от 0 до 1). Поэтому применение поляризационной селекции локационных сигналов обеспечивает получение дополнительной информации о параметрах среды.

Часть вторая

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

ГЛАВА 3. ПРИРОДА И ТРАНСФОРМАЦИЯ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

В общем случае под атмосферным аэрозолем понимают такие дисперсные системы, которые состоят из частиц твердого или жидкого вещества, находящихся во взвешенном состоянии в атмосферном воздухе. Под аэрозолем в узком смысле слова понимают только частицы, обладающие малой скоростью оседания. Ясно, что в этом случае из рассмотрения выпадает широкий класс частиц осадков, которые принято называть гидрометеорами.

Разнообразие частиц, присутствующих в земной атмосфере, их чрезвычайная изменчивость, обусловленная сложным комплексом метеорологических, синоптических и географических факторов, огромное число физико-химических процессов образования частиц и их трансформации определяют сложность задачи всестороннего описания свойств атмосферного аэрозоля. Нас далее будет интересовать лишь описание основных свойств атмосферных частиц, представляющих интерес с точки зрения их рассеивающих способностей в оптическом диапазоне длин волн. С учетом такой задачи в предлагаемой главе изложены основные механизмы образования и трансформации, источники и стоки частиц, основные типы и состав атмосферного аэрозоля.

3.1. Основные физико-химические характеристики

Из теории рассеяния электромагнитных волн следует, что определяющими характеристиками оптической «активности» аэрозольных частиц являются комплексный показатель преломления и размер или распределение частиц по размерам. В ряде случаев могут оказаться существенными также такие характеристики частиц, как форма и внутренняя структура неоднородных частиц. При распространении оптического излучения не меньшее значение имеет пространственно-временная изменчивость аэрозоля. Для вертикальных трасс определяющей характеристикой становится распределение аэрозоля по высоте, а для горизонтальных трасс — локальные неоднородности и временная изменчивость.

Комплексный показатель преломления аэрозольных частиц определяется химическим составом вещества частиц и имеет сложную зависимость от длины волны в пределах оптического диапазона длин как для действительной, так и для мнимой частей. Если для комплексного показателя преломления воспользоваться общепринятым обозначением $m(\lambda)=n(\lambda)-i\varkappa(\lambda)$, то действительная часть $n(\lambda)$ определяет фазовый сдвиг электромагнитной волны и называется показателем преломления, а мнимая часть $\varkappa(\lambda)$ определяет уменьшение амплитуды и называется показателем поглощения.

Разнообразие химического состава вещества аэрозольных частиц различной природы определяют широкий диапазон значений комплексного показателя преломления. Обсуждение этого диапазона и более подробные данные приведены при описании различного типа аэрозольных образований в [5]. Здесь только отметим, что ошибки в определении коэффициентов рассеяния и поглощения, а также угловых и поляризационных свойств рассеянного излучения могут достигать сотен процентов из-за неправильного задания химического состава и соответственно оптических постоянных аэрозоля. Поэтому классификация атмосферного аэрозоля по химическому составу часто используется и при оптических исследованиях. По признаку именно химического состава принято выделять: водный и морской аэрозоль (частицы — водные растворы), дымовой аэрозоль (частицы — продукты сгорания), пылевой аэрозоль, органический аэрозоль, вулканический аэрозоль, фотохимический аэрозоль и многие другие. Однако следует учитывать, что в реальной атмосфере присутствуют одновременно аэрозольные частицы различного химического состава и с различным вкладом в оптические свойства.

Наконец, при анализе рассеивающих свойств атмосферного аэрозоля необходимо также учитывать, что комплексный показатель преломления вещества частиц зависит от температуры. Результаты исследований этой зависимости для воды и водных растворов в спектральной области 2—20 мкм показали [9], например, что величина показателя поглощения с ростом температуры от 24 до 80 °С понижается, а полосы поглощения становятся более узкими и смещаются.

Распределение частиц по размерам. Размер частиц является наиболее важным с точки зрения оптических проявлений параметром и в то же время наиболее изменчивым для атмосферного аэрозоля (от нескольких десятков ангстрем для кластеров и малых ионов до нескольких миллиметров для капель дождя). В зависимости от диапазона размеров частиц принято выделять грубодисперсную (более 1 мкм) и субмикронную (менее 1 мкм) фракции аэрозолей. Область размеров менее 0,1 мкм часто относят к микродисперсной фракции. Одновременно с указанной терминологией в литературе распространено и такое деление: частицы Айткена (менее 0,1 мкм), большие частицы (диапазон размеров 1—0,1 мкм), гигантские частицы (более 1 мкм). Только частицы микродисперсной фракции (частицы Айткена) имеют достаточно малые размеры, чтобы рассеяние этими частицами можно было не учитывать. Оптическая «активность» же других фракций столь велика, что рассеивающие свойства аэрозоля зависят не только от среднего размера частиц, но и от вида распределения частиц по размерам.

Для описания распределения полидисперсного ансамбля частиц по размерам используется функция распределения частиц по размерам

$$g(a) = \frac{1}{N} \frac{dN}{da}, \tag{3.1}$$

где a — радиус частицы; N — полное количество частиц в единице объема (концентрация); $\int\limits_0^\infty g(a)\,da = 1$ — условие нормировки функции распределения. Из определения функции распределения следует, что $g(a)$ представляет собой плотность вероятности обнаружения частицы радиусом между a и $a+da$ в единице объема. Число частиц dN с радиусом в интервале между a и $a+da$ в единице объема определяется как

$$dN = n(a)\,da, \tag{3.2}$$

где $n(a) = Ng(a)$ называют функцией распределения плотности числа частиц.

Из определения функции распределения следует, что полное геометрическое сечение частиц (в единице объема) и суммарный объем частиц в единице объема воздуха, который называется удельным фактором заполнения, можно записать как

$$S = \int\limits_0^\infty \pi a^2 n(a)\,da,$$

$$V = \frac{4}{3} \int\limits_0^\infty \pi a^3 n(a)\,da. \tag{3.3}$$

Характерные моменты распределения (средний радиус, среднеквадратичный радиус и т. д.) записываются как $\bar{a}_n = \int\limits_0^\infty a^n g(a)\,da$, а абсцисса максимума распределения называется модой.

При описании функции распределения частиц используются различные приемы масштабирования по оси ординат и оси абсцисс (чаще логарифмический масштаб), а в зависимости от решаемых задач используются функции распределения по размерам, сечению или объему. На рис. 3.1 показано распределение частиц по размерам $dN/d\log a$, по сечению $dS/d\log a$ и по объему $dV/d\log a$ для одной из реализаций смогового аэрозоля [26]. Как видно из рисунка, при одномодовом распределении частиц по размерам и сечению отчетливо выделяется двухмодовый характер распределения частиц по объему в одной и той же атмосферной ситуации.

Для описания спектра размеров атмосферного аэрозоля принято использовать гамма-распределение (чаще модифицированное), экспоненциальное распределение (юнговское), логарифмически нормальное распределение. Подробное описание свойств этих распределений содержится в [5]. Здесь мы обратим внимание на логарифмически нормальное распределение, которое имеет вид

$$g(a) = \frac{1}{sa\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\left(\ln\frac{a}{a_m}\right)^2 \Big/ 2s^2\right] \quad (3.4)$$

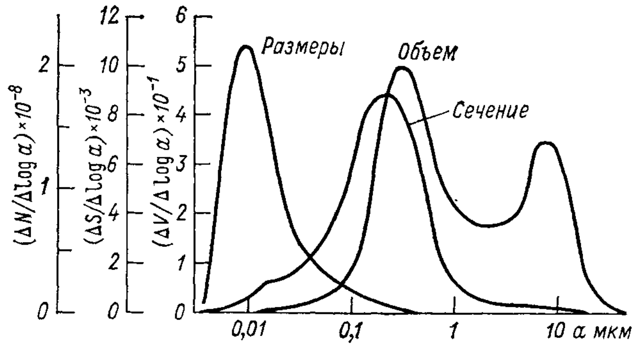


Рис. 3.1. Распределение частиц по размерам, сечению и объему для смогового аэрозоля [26].

где a_m — среднегеометрический радиус $(\ln a_m = \overline{\ln a})$, s — стандартное отклонение.

Предпочтительность логарифмически нормального распределения обусловлена рядом причин. Во-первых, это распределение по

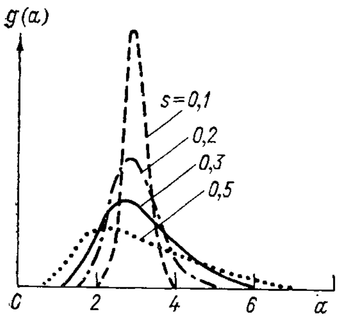


Рис. 3.2. Изменение логарифмически нормального распределения g (a) в зависимости от a при разных s $(a_m=3{,}0)$.

своей статистической сути естественным образом описывает распределение частиц от отдельных источников аэрозоля (оно впервые было получено А. Н. Колмогоровым для описания спектра размеров частиц, образующихся в результате дробления [11]). Во-вторых, варьируя только двумя параметрами a_m и s можно описать функции распределения частиц по размерам практически во всем диапазоне дисперсности. На рис. 3.2 показан пример изменения $g(a)$ при разных s. В-третьих, с помощью нескольких логнормальных распределений, подбирая соответствующие значения a_m и s, удается с приемлемой для оптических задач точностью аппроксимировать практически любую реально наблюдаемую гистограмму распределения частиц по размерам. И, наконец, удобство использования логнормального распределения для описания аэрозольных распределений определяется его замечательным свойством — инвариантностью относительно преобразования моментов распределения. Это свойство позволяет осуществить легкий переход без изменения формы распределения от функций распределения по размерам к функциям распределения по поперечным сечениям и по объему. Именно для логнормального распределения сферических частиц по размерам к настоящему времени выполнены наиболее подробные расчеты оптических характеристик (см., например, [4, 10, 23]).

Пространственно-временная изменчивость. Для пространственной изменчивости характеристик атмосферного аэрозоля принято выделять вертикальную структуру и широтный ход. На фоне огромного разнообразия вертикальных профилей концентрации и функций распределения частиц по размерам наблюдаются достаточно устойчивые тенденции, которые позволяют рассматривать отдельно: тропосферный аэрозоль, стратосферный аэрозоль, аэрозоль верхней атмосферы. Содержание аэрозоля в тропосфере в среднем убывает с высотой, сосредоточиваясь преимущественно в нижнем 2—3-километровом слое. Именно в этом слое атмосферы сосредоточена основная часть грубодисперсного аэрозоля и субмикронная фракция. Далее выделяется повышенной концентрацией субмикронной фракции частиц стратосферный слой, обнаруженный Юнге [22] и часто называемый его именем. Оптические наблюдения с космических кораблей позволили обнаружить также аэрозольный слой на высотах 40—50 км, возможно, возникающий в результате попадания сюда вулканических газов и водяного пара. Содержание аэрозоля в верхней атмосфере связано с «захватом» земной атмосферой космических частиц различного размера (от 10^{-16} г до нескольких тонн) и слабо изучено. Такова грубая картина вертикального распределения аэрозоля по высоте.

Более подробные микрофизические и оптические исследования показывают, что в общем атмосфера стратифицирована достаточно сложным образом [5]. В приземном слое и верхней тропосфере на фоне убывающего (в среднем) содержания частиц часто наблюдаются слои (так называемые слои перемешивания, характеризуемые постоянством концентрации частиц, и слои с повышенным содержанием аэрозоля. В частности, в приземном слое атмосферы возникновение подобных слоев, как правило, бывает обусловлено инверсиями температуры, связанными с радиационным выхолаживанием поверхности. В верхней тропосфере накопление аэрозоля определяется запирающим действием тропопаузы, в которой происходит изменение знака градиента температуры.

В земной атмосфере наблюдается определенная широтная зависимость высоты расположения и толщины аэрозольных слоев [16]. На рис. 3.3 приведены вертикальные профили концентрации больших частиц на разных широтах. Как показывают представленные на рис. 3.3 данные, максимум суммарной концентрации, например, стратосферного аэрозоля в экваториальном поясе обычно располагается на высотах 22—26 км и снижается параллельно тропопаузе до 17—18 км в полярных районах. Определен-

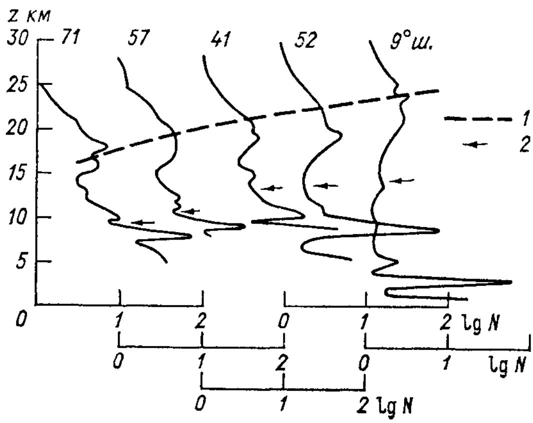


Рис. 3.3. Вертикальное распределение больших частиц на разных широтах.
1 — слой стратосферного аэрозоля, *2* — высота тропопаузы.

ные изменения на разных высотах претерпевает и функция распределения частиц по размерам.

Наряду с широтным ходом важной характеристикой пространственного распределения аэрозолей является крупномасштабные локальные неоднородности, связанные с наличием отдельных постоянно действующих или временных источников аэрозолей, таких как источники промышленных выбросов, пожары, вулканические извержения и т. п. Эффективными методами исследований по пространственному распределению аэрозолей от таких источников в последние десятилетия являются наблюдения из космоса [3, 8]. С их помощью удается особенно эффективно исследовать загрязнения атмосферы дымами от природных пожаров и промышленного происхождения, вулканические загрязнения атмосферы, а также крупномасштабную циркуляцию дымовых облаков. Пример обработки фотоснимка 26 марта 1973 г. со спутника «Лэндсат-1» для района г. Ленинграда приведен на рис. 3.4 [3]. Из рисунка отчетливо прослеживаются полосы выпадения промышленных загрязнений, одна из которых (на юг) достигает ширины 50—60 км и имеет протяженность в несколько сот километров. Подобные пространственные неоднородности аэрозолей являются типичными для многих районов земного шара и должны учитываться при исследованиях их глобального пространственного распределения.

Для временной изменчивости глобального распределения атмосферного аэрозоля принято выделять вековой и годовой ход общего содержания аэрозоля, а также сезонную и суточную изменчивость. Важной характеристикой при этом является и время жизни аэрозолей.

К настоящему времени уже накоплены длинные ряды наблюдений для некоторых наземных пунктов путем систематического

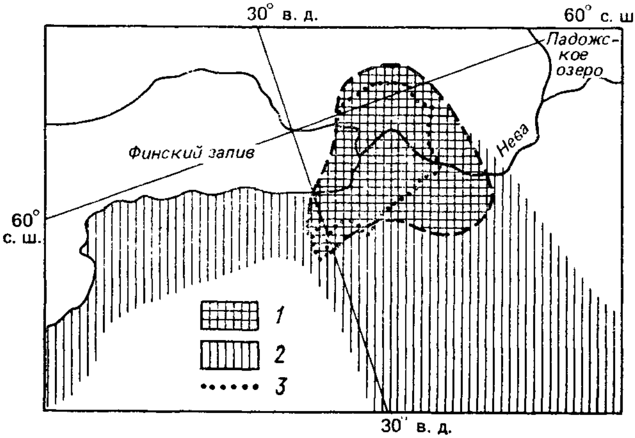


Рис. 3.4. Дымовое загрязнение атмосферы г. Ленинграда 26 марта 1973 г.

1 — зона городской дымки, 2 — зона выпадения городских загрязнений; 3 — граница города [3].

измерения суммарной оптической толщи атмосферы. Критический анализ результатов этих наблюдений не дает оснований для вывода о постоянном за последние десятилетия росте запыленности атмосферы [6]. Отдельные периоды резкого увеличения мутности атмосферы (например, вызванное извержением вулкана Агунг в 1963 г. и предшествующими многочисленными ядерными взрывами) по имеющимся наблюдениям сменяются постоянным уменьшением. Так, X. Эльзассер отмечает, что мутность атмосферы в восточной части США (вне городов) в период 1962—1966 гг. была сравнима с мутностью в Вашингтоне в 1903—1907 гг. Не обнаруживаются какие-либо тенденции по ухудшению прозрачности атмосферы и в других районах планеты. Таким образом, не наблюдается заметной вековой тенденции глобального повышения замутненности атмосферы, а наблюдаемые годовые изменения удается объяснить эпизодическими выбросами аэрозоля за счет мощных источников.

Из многолетних рядов наблюдений следуют характерные сезонные изменения замутненности атмосферы [12], обусловленные сезонными процессами образования и стока аэрозолей. В обсерватории Маука-Лоа (высота более 4 км), например, обнаруживается систематическое повышение замутненности вышележащих слоев атмосферы в октябре—ноябре и снижение ее в апреле—мае. Измерения на ряде других станций показывают, наоборот, повышение замутненности в начале лета и снижение в октябре—ноябре. Разные, но устойчивые сезонные колебания замутненности атмосферы в различных районах отражают региональные особенности основных процессов образования аэрозолей. Этими же особенностями можно объяснить и наблюдаемые суточные колебания прозрачности по всей высоте атмосферы.

Временные изменения содержания и структуры аэрозоля в атмосфере в определенной мере зависят от времени жизни аэрозо-

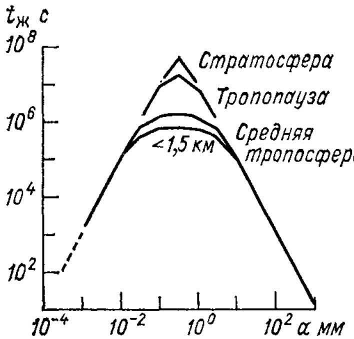


Рис. 3.5. Зависимость времени жизни ($t_ж$) аэрозолей от размеров a на различных высотах.

лей. Постоянные физико-химические процессы трансформации аэрозолей ограничивают время жизни аэрозолей различных размеров. Верхний предел размеров частиц определяется седиментацией. В обычных условиях частицы радиусом более 20 мкм могут находиться во взвешенном состоянии ограниченное время. Нижняя граница спектра размеров определяется коагуляцией, которая вызывает быстрое присоединение частиц размером менее 0,001 мкм к более крупным. Так, малые ионы могут существовать лишь несколько минут в чистом воздухе, а в загрязненном всего несколько секунд. Время жизни частиц промежуточных размеров определяется сложным комплексом процессов превращений и реакций и зависят от географических и гидрометеорологических условий. Например, для частиц радиусом от 0,1 до 10 мкм время жизни в тропосфере составляет около одной недели, а в стратосфере — несколько месяцев и лет. Ориентировочная зависимость времени жизни аэрозолей от размеров на различных высотах приведена на рис. 3.5 [26], составленном по оценкам ряда авторов.

Закономерности пространственно-временной изменчивости характеристик аэрозоля в земной атмосфере отражают общие тенденции, относящиеся к некоторой фоновой обстановке. Трудно прогнозируемая изменчивость метеорологических условий оказывает столь существенное влияние на процессы образования и трансформации атмосферного аэрозоля, что его содержание и структура испытывают колебания по амплитуде, в несколько раз превышающие тенденции фоновой обстановки. Поэтому оперативное измерение тех или иных характеристик атмосферного аэрозоля давно считается необходимым так же, как и измерение многих метеорологических параметров атмосферы. Сложность физико-химических процессов образования и трансформации аэрозоля в земной атмосфере определяет те трудности прогноза его состава, преодоление которых требует еще долгих и напряженных исследований.

3.2. Основные источники и механизмы образования частиц в атмосфере

Основными источниками аэрозолей являются поверхности морей, океанов и суши, извержения вулканов, жизнедеятельность растений, лесные и степные пожары, метеоритные потоки, химические и фотохимические реакции в атмосфере и в растительном покрове, а также источники, связанные с хозяйственной деятельностью человека. При этом появление атмосферных частиц происходит либо в результате поступления в атмосферу готовых частиц из так называемых первичных источников, либо частицы образуются непосредственно (in situ) в атмосфере в результате сложных физико-химических превращений типа газ—частица, т. е. из вторичных источников.

В табл. 3.1 приведено среднее годовое количество аэрозолей, поступающее в атмосферу от различных источников, по данным Робинсона и Роббинса [1]. Приведенные в таблице глобальные оценки имеют приближенный характер, что подтверждается оценками других авторов (данные в круглых скобках).

Первичные источники. Морская и океаническая поверхность Земли является самым мощным первичным источником аэрозольных частиц. Эти частицы начинают свое существование в виде капель морской воды и появляются в результате нескольких механизмов образования. Один из таких очевидных механизмов состоит в сдувании брызг с гребней разбивающихся волн. Образующиеся при этом большие капли морской воды испаряются и приводят к появлению частиц по размерам, соответствующих грубодисперсной фракции. Роль этого механизма в образовании частиц нельзя считать однозначно установленной, хотя наблюдающиеся густые прибрежные туманы при сильном ветре и более высокие массовые концентрации морской соли вблизи побережья можно объяснить его влиянием.

Другим более сложным механизмом образования капель морской воды является пузырьковый. Когда обрушивается гребень волны, в морской воде остается определенный объем воздуха, который разбивается на множество пузырьков. Поднимаясь к поверхности воды эти пузырьки разрушаются, образуя струйные и пленочные частицы. Схематично этот процесс показан на рис. 3.6. При подъеме всплывающего пузырька (*а*) образуется тонкая пленка в виде полусферы (*б*), которая лопается и образует

Таблица 3.1

Среднее годовое поступление в атмосферу аэрозолей от различных источников

Источник или вид аэрозоля	Количество аэрозолей, млн. т	
	природное	антропогенное
	Первичное образование	
Сжигание угля	—	36
Черная металлургия	—	9
Сжигание древесины и отходы деревообрабатывающей промышленности	—	8
Сжигание нефтепродуктов	—	2
Сжигание мусора	—	4
Сельскохозяйственная деятельность	—	10
Производство цемента	—	7
Другие источники	—	16
Морская соль	1000 (300)	—
Почвенная пыль	200 (100—500)	—
Вулканические частицы	4 (25—150)	—
Лесные и степные пожары	3 (3—150)	—
Сумма	1207	92 (10—90)
	Вторичное образование	
Сульфат из H_2S	204 (130—200)	—
Сульфат из SO_2	—	147 (130—200)
Нитрат из NO_x	432 (60—430)	30 (30—35)
Аммоний из NH_3	269 (80—270)	—
Органические аэрозоли из терпеновых углеводородов и т. п.	200 (75—200)	27 (15—90)
Сумма	1105	204 (185—415)
Всего	2312	296

множество капель (*в*). Разрушение одного пузырька сопровождается появлением 100—200 капель, которые после испарения образуют частицы с максимальным диаметром около 0,3 мкм, т. е. субмикронную функцию аэрозолей, но на этом процесс образования капель не заканчивается. Из впадины лопнувшего пузырька быстро (за 0,002 с) образуется струйка воды (*г*), которая разбивается в несколько капель (*д*, *е*) с наименьшим диаметром около 10 мкм, которые после испарения образуют частицы с диаметром более 3 мкм, т. е. грубодисперсную фракцию аэрозолей.

Имеются экспериментальные данные, показывающие, что именно пузырьковый механизм вносит основной вклад в количество солевых частиц в атмосфере. В частности, измерения Рэндалла [27] указывают на главную роль пассатов, а не волн близлежащего района в образовании солевых частиц. Принимая пузырьковый механизм за основной, Юнге вычислил, что с 1 см^2 образуется 1 частица, а время жизни частиц над океаном составляет около 1—3 сут (по оценкам других авторов 6—12 ч).

При обоих механизмах образования на концентрацию, дисперсный состав и время жизни частиц над морской поверхностью существенное влияние оказывают атмосферные условия, особенно в нижнем приводном слое, имеющем наибольшие градиенты скорости ветра, влажности, температуры, турбулентности. Основными

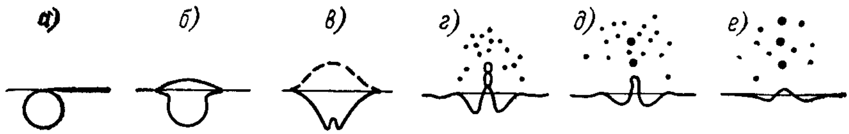


Рис. 3.6. Механизм разрушения пузырьков на поверхности моря.

факторами, определяющими микроструктурные параметры аэрозоля морского происхождения, являются скорость ветра и относительная влажность воздуха. Согласно данным экспериментальных исследований, функция распределения частиц по размерам может быть описана следующим выражением [12]:

$$\frac{\partial N}{\partial \lg a} = ha^2 \exp\left(-ba^c\right), \tag{3.5}$$

где параметр h — функция скорости ветра, а c зависит от скорости ветра и относительной влажности воздуха.

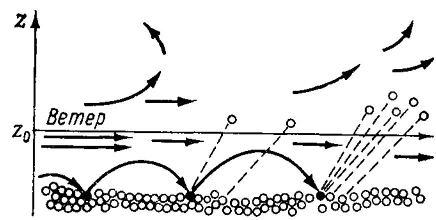


Рис. 3.7. Механизм ветровой эрозии.

Поверхность суши является следующим важным источником атмосферного аэрозоля. Основной механизм образования частиц для этого первичного источника состоит в механическом разрушении почвенного слоя (ветровой эрозии). Физическая схема процесса при выносе почвенных частиц в атмосферу представлена на рис. 3.7 и состоит в следующем. На каждую выступающую над поверхностью почвы частицу действует турбулизированный поток воздуха. В результате этого действия частица испытывает три типа давления: первое — ветровое давление, вызывающее горизонтальное перемещение частицы и пропорциональное квадрату скорости ветра; второе — вязкостное давление, зависящее от вязкости воздуха, его плотности и скорости перемещения частиц; третье — аэродинамическое давление, которое вызывает вертикальное перемещение частицы за счет аэродинамического эффекта, связанного с обтеканием частицы сверху воздухом. Расчет величин всех трех типов давления показывает, что наиболее эффективно процесс отрыва частицы от почвы происходит при ее радиусе в несколько десятков микрон (около 40 мкм при скорости ветра 20 м/с). Вынос больших частиц затруднен из-за большой их массы, а меньших — из-за сил притяжения Ван-дер-Ваальса.

Оторванная от почвы частица, поднявшись на некоторую высоту, падает под действием силы тяжести и после квазиупругого столкновения вновь поднимается вверх, увеличивая свою кинетическую энергию за счет движения в ветровом потоке и соответственно увеличивая силу последующих соударений. Удары этой сальтирующей частицы вызывают движение других более крупных и мелких. Движение самых крупных ограничивается скольжением и перекатыванием, а мелкие отрываются и турбулентными потоками уносятся в атмосферу. За счет конечной вязкости воздуха в зону турбулентного потока попадают только частицы диаметром более 0,5—1 мкм. Учитывая, что процесс дробления твердых тел до частиц меньшего диаметра практически невозможен из-за возрастающих энергетических затрат (хорошо известный факт из опыта дробления в промышленных условиях), следует считать диаметр частиц 0,5 мкм естественным нижним пределом для пылевого аэрозоля в атмосфере.

Важным первичным источником аэрозоля в атмосфере является вулканическая деятельность. Вулканический аэрозоль, проникающий в высокие слои атмосферы, играет особую роль в формировании климата больших географических районов. Несмотря на эпизодическое поступление вулканического аэрозоля, этот фактор в формировании климата присутствует практически постоянно, что определяет необходимость его учета при разработке аэрозольных моделей.

Мало изученным, но существенным по долевому составу является органический аэрозоль. Имеющиеся результаты исследований этого аэрозоля указывают [12] на широкий диапазон частиц органического происхождения (от 10^{-3} до 10^{2} мкм). Вирусы и споры растений и ряд других микроорганизмов выделяются в атмосферу непосредственно растительным покровом, играющим роль первичного источника аэрозоля, и составляют часть грубодисперсного аэрозоля с размером более 0,5 мкм. Другая более значительная часть органического аэрозоля составляет субмикронную фракцию и образуется в результате превращения паров органики в частицы непосредственно или в процессе таких превращений паров неорганических веществ. Согласно имеющимся оценкам содержание органического аэрозоля может составлять до 20 % общего содержания частиц из вторичных источников.

Вторичные источники. Субмикронная фракция аэрозоля, имеющая происхождение в основном от вторичных источников за счет превращений газ—частица, составляет по массе половину аэрозольного вещества в атмосфере и во многих случаях играет определяющую роль в оптических явлениях. Поэтому рассмотрим подробнее физические аспекты механизма фазовых превращений газ—частица (in situ).

Частицы субмикронной фракции аэрозоля, образующиеся in situ, начинают свой жизненный путь в виде паров различных веществ. Участвуя в броуновском движении, молекулы газа сталкиваются друг с другом. При этом в результате временных и пространственных флуктуаций возникают временные скопления из двух, трех и большего числа молекул (кластеры). Через некоторое время кластеры распадаются на отдельные молекулы. Вообще говоря, кластер из n молекул нестабилен, но он всегда существует в вероятностном смысле. Такую вероятностную частицу называют зародышем. С увеличением значения n вероятность появления (существования) кластера падает. Но в определенных условиях, начиная с некоторого значения n, кластер приобретает устойчивость и начинает расти.

В процессах образования из паров веществ различают мономолекулярное образование частиц, когда в образовании ядер участвуют молекулы только одного вещества, и гетеромолекулярное образование, когда в процессе участвуют молекулы разных веществ. Основные физические аспекты образования зародышей аэрозольных частиц наглядно следуют из рассмотрения мономолекулярного процесса.

Пусть радиус одного зародыша, состоящего из n молекул, равен a, тогда при образовании такой частицы увеличение свободной энергии системы

$$\Delta G = (\mu_c - \mu)\, n + 4\pi a^2 \sigma. \tag{3.6}$$

Здесь μ_c — химический потенциал (в расчете на одну молекулу) паров, когда рассматриваемый газ взаимодействует и находится в равновесии с поверхностью жидкой фазы; μ — химический потенциал реального состояния паров; σ — поверхностное натяжение зародыша; $(\mu_c - \mu)$ — разность свободных энергий в расчете на одну молекулу. При отсутствии насыщения разность положительна ($\mu_c > \mu$), а в условиях пересыщения — отрицательная ($\mu_c < \mu$). В состоянии насыщения газовая и жидкая фазы находятся в равновесии ($\mu_c = \mu$) и свободная энергия молекулы газа равна свободной энергии молекулы жидкости.

Пусть реальное давление паров в атмосфере P, а при заданной температуре T давление насыщения P_s. При изотермическом сжатии (или расширении) одного моля этого пара (объема V) давление паров P приближается к P_s. В этом случае производимая одним молем пара работа

$$\int_P^{P_s} V\,dP = RT \int_P^{P_s} \frac{dP}{P} = -RT \ln\left(\frac{P}{P_s}\right), \tag{3.7}$$

где R — газовая постоянная. Эта работа для одного моля вещества равна разности химических потенциалов, умноженной на число Авогадро A и, следовательно, в расчете на одну молекулу

$$\mu_c - \mu = -KT \ln\left(\frac{P}{P_s}\right), \tag{3.8}$$

где $K = R/A$ — постоянная Больцмана. Отношение P/P_s для паров воды называют относительной влажностью воздуха.

Подстановкой (3.8) в (3.6) и с учетом $n = {}^4/{}_3\pi a^3\rho A/M$ (ρ — плотность вещества, M — молекулярная масса) получаем выражение

$$\Delta G = -\frac{4\pi\rho RT}{3M}\ln\left(\frac{P}{P_s}\right)a^3 + 4\pi\sigma a^2 = Ca^3 + ba^2, \qquad (3.9)$$

которое представляет собой сумму члена, пропорционального объему, и члена, пропорционального площади поверхности. Как видно из (3.9), при отсутствии насыщения паров ($C>0$) или в условиях насыщения ($C=0$) величина свободной энергии, не-

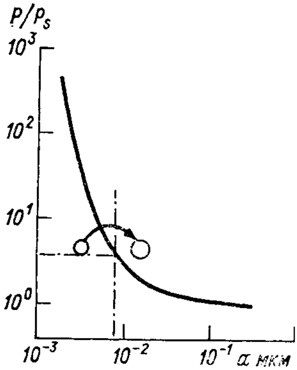


Рис. 3.8. Зависимость P/P_s от радиуса образующихся водяных капель.

обходимой для образования частицы, с ростом радиуса a быстро возрастает. Наоборот, при $P>P_s$, т. е. при условиях пересыщения ($C<0$), начиная с некоторого a^*, величина ΔG начинает уменьшаться. При этих условиях зародыш переходит в состояние самопроизвольного роста за счет конденсации молекул пара.

Зародыш с критическим радиусом a^* называют критическим зародышем. Исходя из условия нахождения экстремума для ΔG величина

$$a^* = -\frac{2b}{3C} = \frac{2\sigma M}{\rho RT\ln(P/P_s)}, \qquad (3.10)$$

а свободная энергия критического зародыша

$$\Delta G^* = \frac{16\pi\sigma^3 M}{3\rho^2R^2T^2}\,\frac{1}{[\ln(P/P_s)]^2}. \qquad (3.11)$$

Таким образом, для продолжения роста молекулярного кластера в виде стабильной частицы за счет перехода вещества из газовой фазы в жидкую необходимо преодолеть энергетический барьер ΔG^*. Ключевым моментом в этом случае является образование каким-либо образом кластера с радиусом a^*. В реальных условиях кластеры возникают за счет временных и пространственных флуктуаций концентрации молекул газа, участвующих в броуновском движении.

Зависимость критического радиуса a^* от условий пересыщения определяется уравнением (3.8), хорошо известным как уравнение Томсона—Гиббса. На рис. 3.8 представлен график уравнения Томсона—Гиббса для случая, когда рассматриваемое вещество является водой. Рисунок 3.8 дает представление о том, каковы должны быть пересыщения P/P_s, чтобы образовалась стабильная частица с радиусом a. Из рис. 3.8 следует, в частности, что при пересыщении $P/P_s=4$ критический радиус равен $8\times\times10^{-3}$ мкм, т. е. капли меньшего радиуса будут испаряться, а большего расти. Однако такого пересыщенного состояния паров в реальной атмосфере не встречается. При более реальном значении пересыщения в атмосфере $P/P_s\approx 1{,}03$ критический радиус зародыша $a\approx 0{,}1$ мкм. Естественно, что вероятность образования такого гигантского молекулярного кластера за счет флуктуаций концентрации молекул пара близка к нулю. Из приведенных оценок следует, что процесс мономолекулярного ядрообразования (нуклеации) при обычных условиях в атмосфере не может играть важной роли и возможно является существенным только в некоторых редких случаях. Например, в почти лишенной других частиц верхней атмосфере или в местах непосредственного выброса газов в атмосферу, где пересыщение экстремально велико.

Основные физические моменты рассмотренного выше процесса характерны и для процессов гетеромолекулярной нуклеации, которые играют основную роль в образовании аэрозольных частиц из газовой фазы в атмосфере. Основные отличия мономолекулярной нуклеации от гетеромолекулярной состоят в следующем:

1) над поверхностью раствора смеси нескольких веществ равновесное давление паров отдельных веществ (парциальное давление) ниже, чем над поверхностью чистой жидкости соответствующего вещества;

2) поверхностное натяжение поверхности раствора смеси отличается от поверхностного натяжения поверхности соответствующих чистых жидкостей;

3) как степень уменьшения равновесного давления паров, так и изменение поверхностного натяжения зависят от содержания в смеси каждой из компонент.

Гетеромолекулярный процесс состоит из двух стадий. Первая стадия образования частиц представляет собой газофазную химическую реакцию газа при низком давлении паров. Вторая стадия сводится к описанному выше гомогенному процессу образования частиц. Детальные исследования термодинамики сложных процессов гетеромолекулярной нуклеации таких многофазных систем как атмосфера, только начались. Поэтому до сих пор остается большое число неясных вопросов. В частности, не решены задачи об участии в этих процессах паров различных веществ, хотя и отмечается лидирующая роль образования зародышей при участии паров воды и серной кислоты. Недостаточно исследована роль паров сложных органических соединений и роль всегда присутствующих в атмосфере других частиц, а также роль дополнительных источников или стоков энергии при химических, фотохимических и каталитических реакциях.

Образование зародышей (кластеров) является начальным процессом в образовании аэрозольных частиц. Стабильные кластеры (по ориентировочным оценкам их размер около 10^{-3} мкм продолжают свой рост далее за счет коагуляции, в которую вовлекаются пары различных веществ, в том числе и не принимавших участия в зарождении кластеров. Процесс роста кластеров за счет коагуляции представляет собой один из механизмов трансформации аэрозольных частиц (см. п. 3.3).

3.3. Диффузия, трансформация и стоки естественного аэрозоля

После появления из первичных или вторичных источников пребывание частиц в атмосфере сопровождается многими естественными процессами воздействия на них. Эти процессы приводят к изменениям физико-химического и дисперсного состава частиц, к изменению концентрации и формы частиц, к удалению частиц из атмосферы. В земной атмосфере основными процессами воздействия на частицы являются диффузия (турбулентная и молекулярная), трансформация (коагуляционная и конденсационная) и удаление частиц из атмосферы (осаждение и вымывание).

Диффузия. В определенном фиксированном объеме молекулярная или турбулентная диффузия приводит к изменению концентрации частиц. В общем виде это изменение можно описать уравнением материального баланса для скорости изменения концентрации частиц некоторого сорта α (с размерами $a \pm \Delta a$)

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \vec{q} \nabla n_\alpha, \qquad (3.12)$$

где dn_α/dt — суммарная скорость изменения концентрации n_α, $\partial n_\alpha/\partial t$ — суммарная скорость изменения концентрации n_α относительно фиксированного положения в пространстве, член $q \nabla n_\alpha$ характеризует конвективные или адвективные изменения, q — средний по времени вектор поля ветра.

В более общем виде в правой части (3.12) можно записать дополнительно еще два слагаемых, определяющих соответственно суммарный прирост числа частиц за счет источников и суммарную потерю частиц за счет стоков. В последнем случае имеется в виду не только удаление частиц сорта α из фиксированного объема, но и переход в другой диапазон размеров внутри объема.

Диффузия очень малых частиц в атмосфере может быть описана уравнениями молекулярной диффузии. Для квадрата пространственного смещения частицы в этом случае выполняется соотношение

$$\vec{\varepsilon}^2 = 2Dt, \qquad (3.13)$$

где t — промежуток времени, а коэффициент диффузии (см²/с) равен

$$D = KTB, \tag{3.14}$$

K — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, B — подвижность частицы, которая равна отношению скорости движения S к величине приложенной силы F. При молекулярной диффузии сила F представляет собой силу сопротивления F_c следующую из уравнения Стокса. Как следует из теории молекулярной диффузии [19], величина F_c определяется различными формулами

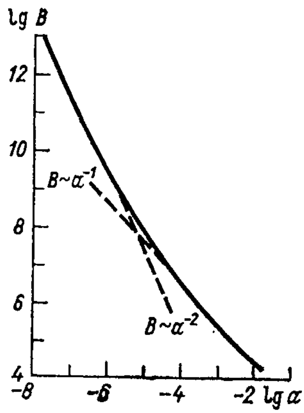


Рис. 3.9. Подвижность B как функция размера частиц a и зависимости $B \sim a^{-2}$ для $a \ll 10^{-5}$ см, $B \sim a^{-1}$ для $a \gg 10^{-5}$ см.

в зависимости от числа Кнудсена $\mathrm{Kn} = l/a$, где l — длина свободного пробега и a — радиус частицы, а именно

$$F_c = \begin{cases} -6\pi\eta Sa & (a \gg 0{,}07 \text{ мкм}), \quad \mathrm{Kn} \ll 1; \\ -6\pi Sa\,(1 + \beta \mathrm{Kn})^{-1} & (a \approx 0{,}07 \text{ мкм}), \quad \mathrm{Kn} \approx 1; \\ -cSa^2 N_g (2\pi m_g KT)^{1/2} & (a \ll 0{,}07 \text{ мкм}), \quad \mathrm{Kn} \gg 1. \end{cases} \tag{3.15}$$

В формулах (3.15) через η обозначена вязкость газа, S — скорость частицы, c — некоторая постоянная, N_g — концентрация молекул с массой m_g в единице объема. Области применимости формул (3.15) при различных радиусах частиц указаны в скобках с учетом, что длина свободного пробега частиц в приземном слое атмосферы $l \approx 7{,}10^{-6}$ см.

При известной силе сопротивления F легко определяются величины подвижности B. Для $a \gg 0{,}07$ мкм в атмосфере подвижность B пропорциональна a^{-1}, а для $a \ll 0{,}07$ мкм B — пропорциональна a^{-2}. Зависимость B от радиусов атмосферных частиц представлена на рис. 3.9 [1]. При известной подвижности частиц B, исходя из уравнения (3.12), можно получить скорость изменения общей концентрации частиц, обусловленную диффузией

$$\frac{dN}{dt} = \nabla D\,\Delta t = KTB\nabla^2 N, \tag{3.16}$$

где B и T предполагаются независящими от пространственных координат.

Из множества известных решений диффузионных уравнений, которые охватывают различные геометрии пространства, наибольший интерес для атмосферных задач представляет случай диффузии аэрозоля с концентрацией N_0 в направлении сферы с радиусом R в достаточно большом объеме. Решение диффузионного уравнения (3.16) в такой постановке имеет вид [1]

$$N = 4\pi RDN_0 \left[t + 2R\sqrt{t/\pi D}\right]. \tag{3.17}$$

При малом R и большом t определяющую роль играет первый член суммы (3.17) и скорость осаждения частиц на поверхность сферы

$$\frac{dN}{dt} = 4\pi DRN_0. \tag{3.18}$$

Формула (3.18) широко применяется при решении различных задач, связанных с атмосферными частицами. В этом случае R мало (даже капли облаков имеют размер 10^{-3} см), а t — велико (облака, как правило, существуют минуты и часы) и выражение (3.18) может быть использовано для описания процесса роста частицы за счет осаждения газовых микропримесей (явление адсорбции) или малых частиц, а при еще меньших R — за счет коагуляции.

Трансформация. Два основных процесса трансформации аэрозоля в земной атмосфере являются определяющими: коагуляция малых частиц и конденсация влаги на частицах (или испарение). При обоих процессах размеры частиц изменяются таким образом, что из области очень малых могут перейти в область достаточно больших в смысле оптической активности. В этом случае оба процесса могут рассматриваться как процессы образования частиц. С другой стороны, оба процесса играют важную роль в росте частиц до гигантских размеров, включая образование даже гидрометеоров с их последующим выпаданием. В этом случае процессы коагуляции и конденсации приводят к удалению частиц из атмосферы и могут рассматриваться как процессы стока частиц.

Под коагуляцией понимают процесс соединения (связывания) частиц при их столкновениях. Долю установившихся связей между частицами от общего числа сталкивающихся частиц называют фактором фиксации. При столкновениях молекул газа за счет теплового движения скопления молекул существуют лишь в вероятностном смысле, поскольку удар, как правило, бывает упругим (фактор фиксации близок к нулю). Фактор фиксации близок к нулю и для частиц, имеющих размеры меньше 10^{-3} мкм. Но с увеличением размеров частиц величина фактора фиксации увеличивается и экспериментально показано, что для большинства аэрозольных частиц ($a \geqslant 10^{-2}$ мкм) он близок к единице [14]. Две сферические частицы с радиусом a сталкиваются, когда расстояние между их центрами равно $2a$. Следовательно, первый правый член в уравнении (3.17) может быть переписан для числа частиц, сталкивающихся с гипотетической фиксированной частицей того же размера (в течение длительного времени), в виде

$$N = 8\pi D a N_0 t. \tag{3.19}$$

Поскольку «фиксированных» частиц не существует, необходимо использовать относительный коэффициент диффузии, равный $2D$ (для частиц одинакового размера). Следовательно, одна частица за 1 с испытывает $16\pi D a N_0$ столкновений. В 1 $см^3$ воздуха, содержащего N_0 частиц, за 1 с происходит

$$\frac{1}{2} N_0 16\pi D a N_0 = 8\pi D a N_0^2$$

столкновений частиц. Здесь учитывается, что одна и та же частица выступает в роли сферы и в роли частицы, оседающей на другой сфере. Поэтому, чтобы не сосчитать одно столкновение дважды, вводится коэффициент $^1/_2$. Таким образом, при значении фактора фиксации, равного 1, скорость коагуляции монодисперсного аэрозоля с концентрацией N определяется уравнением

$$\frac{dN}{dt} = -8\pi a D N^2 = -\xi N^2, \tag{3.20}$$

которое называют уравнением Смолуховского. Здесь $\xi = 8\pi D a = 8\pi K T B$ — постоянная коагуляции.

При коагуляции суммарный объем аэрозольных частиц в единице объема воздуха не изменяется, а их концентрация падает по мере увеличения радиуса частиц пропорционально a^{-3}. Учитывая, что $B \sim a^{-1}$, либо $\sim a^{-2}$, из (3.10) для скорости коагуляции получаем пропорциональность $a^{-8} \div a^{-7}$. Продолжая расти за счет процессов гетерогенной конденсации и достигая размера порядка нескольких тысячных долей микрона, частицы начинают активно коагулировать. Благодаря процессу коагуляции, частицы увеличивают свой размер в несколько раз, а их концентрация снижается пропорционально a^{-3}. При атмосферных концентрациях образовавшихся частиц эффективность коагуляции максимальна при $a \sim 0{,}01$ мкм [14], при дальнейшем увеличении радиуса скорость коагуляции быстро спадает и при достижении частицами размера $a \sim 0{,}1$ мкм коагуляция практически перестает играть сколько-нибудь заметную роль в изменении дисперсного состава атмосферных частиц. Это относится только к процессам образования и трансформации частиц in situ, поскольку в облаках для частиц с размерами порядка 10 мкм и высокими значениями концентрации процессы коагуляции необходимо учитывать.

Если в объеме присутствуют частицы различных размеров (как в реальной атмосфере), то скорость убывания числа частиц за счет коагуляции между двумя группами частиц различного размера внутри распределения $n(a)$ может быть записана в виде [22]:

$$\frac{dn(a_{1,2})}{dt} = -4\pi (D_1 + D_2)(a_1 + a_2)\, n(a_1)\, n(a_2)\, da_1\, da_2, \tag{3.21}$$

где D_i, a_i, $n(a_i)$ — коэффициенты диффузии, радиусы и концентрации соответствующих частиц.

Численные расчеты трансформации функции распределения частиц по размерам были проведены Юнге [22]. Для модельного расчета была выбрана функция распределения частиц по размерам, близкая к осредненной по многим экспериментальным изменениям функции распределения для континентальных аэрозолей. Результаты расчета представлены на рис. 3.10. Как видим из

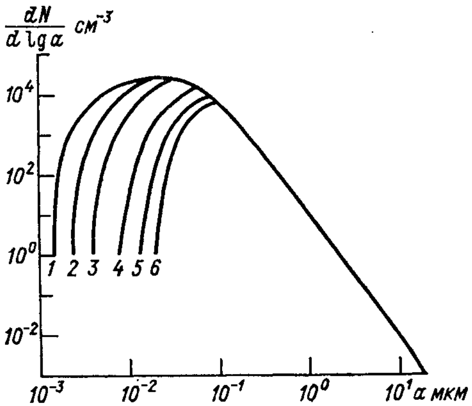


Рис. 3.10. Изменение распределения континентальных частиц по размерам вследствие коагуляции.

Кривая	1	2	3	4	5	6
Время	0 ч	1 ч	4 ч	1 сут	3 сут	7 сут

представленных на рис. 3.10 данных, самые мелкие частицы, которые имели первоначальный размер около нескольких тысячных долей микрона, под действием коагуляции в течение нескольких часов увеличиваются до размеров порядка нескольких сотых долей микрона. Дальнейшее увеличение их размера протекает очень медленно и даже по прошествии 7 сут радиус основной доли этих частиц не превышает 0,1 мкм.

Таким образом, даже в присутствии других, достаточно крупных частиц, коагуляция не играет существенной роли в увеличении доли частиц радиусом более 0,1 мкм. Частицы, образовавшиеся в результате конверсии газ—частица под действием коагуляции, в течение нескольких часов формируют достаточно стабильную часть функции распределения аэрозольных частиц по размерам. Максимум счетной концентрации для атмосферного аэрозоля, сформировавшегося в результате этого процесса, по-видимому, всегда будет находиться между частицами с радиусом 0,01 и 0,1 мкм.

Другой важный механизм трансформации размера аэрозольных частиц — процесс конденсации водяных паров. Изменение относительной влажности воздуха приводит к увеличению или уменьшению размеров аэрозольных частиц, к изменению комплексного показателя преломления вещества частицы и, следовательно, во многом обусловливает изменчивость оптических свойств атмосферного аэрозоля. Природа образования аэрозольных частиц предполагает, что образующиеся частицы содержат определенное количество различных солей, которые поступают в атмосферу либо в виде готовых частиц (например, капли морской воды), либо образуются в результате гетерогенной нуклеации, при которой сам процесс предполагает участие различных химических соединений. В результате атмосферные частицы состоят из смеси растворимых и нерастворимых веществ, и состав их может сильно изменяться от географического положения и истории воздушных масс [22]. Частицы, которые содержат растворимые вещества, взаимодействуют с парами воды в зависимости от отношения количества нерастворимого вещества к растворимому, от относительной влажности, при которой растворимые вещества образуют насыщенный раствор, от значения относительной влажности воздуха.

Давление насыщенного пара P над каплей раствора повышается на $+\Delta P_1$, вследствие эффекта Томсона, обусловленного кривизной поверхности, и понижается на $-\Delta P_2$ вследствие растворения соли:

$$P = P_s + \Delta P_1 - \Delta P_2, \tag{3.22}$$

где P_s — давление насыщения над горизонтальной поверхностью чистой воды; $\Delta P_1 = P_s C_1/a$ определяется из уравнения Томсона—Гиббса; $\Delta P_2 = P_s C_2/(a_3 - a_0^3)$ и следует из закона Рауля (падение давления пара пропорционально концентрации соли); C_1, C_2 — постоянные, a_0 — радиус частиц нерастворимого вещества.

Впервые в численном виде уравнение (3.22) было проанализировано Кёлером и теперь кривые, описывающие механизм роста капель, называются кривыми Кёлера [1]. Критические значения относительной влажности воздуха h, при которых происходит растворение веществ, наиболее часто содержащихся в составе атмосферного аэрозоля, приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Критические значения *h*

Вещество	h %	Вещество	h %
LiCl	13	NaCl	76
CaCl	18	NH_4Cl	77
$MgCl_2$	33	$(NH_4)_2SO_4$	80
NH_4HSO_4	39	KCl	85
$Zn(NO_3)_2$	45	Na_2SO_4	86
NH_3NO_3	62	$MgSO_4$	91
$NaNO_3$	74	KNO_3	92

Из уравнения (3.22) следует, что влияние растворимой соли уменьшается гораздо быстрее с увеличением размеров, чем влияние кривизны. Поэтому кривые роста достигают максимума при пересечении линии 100 %-ной влажности и приближаются к линии

100 %-ной влажности асимптотически с увеличением размеров частиц, как это следует из кривых Кёлера, приведенных на рис. 3.11 [1]. Истинная конденсация водяного пара происходит только вдоль неустойчивой части кривой за пиком. Для прохождения этого пика каждому ядру конденсации требуется определенное критическое пересыщение. Для больших и гигантских частиц критическое пересыщение составляет только несколько десятых процента, но быстро увеличивается до нескольких процентов для частиц Айткена.

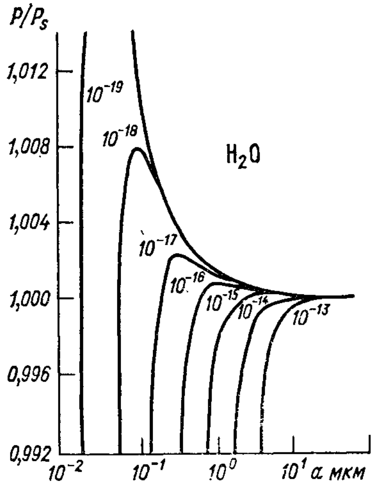


Рис. 3.11. Зависимость степени насыщения паров от радиуса водяных капель при различном содержании растворенного вещества (кривые Кёлера).

Верхняя правая кривая — для капель чистой воды, другие кривые — для капель с указанным относительным содержанием растворенного вещества.

Таким образом, до достижения точки росы (точкой росы называется ситуация, когда относительная влажность воздуха $h = P/P_s = 100\ \%$) изменение относительной влажности приводит к трансформации размеров аэрозольных частиц, в которых содержатся растворимые вещества. Размер частиц практически во всем диапазоне больших и гигантских частиц увеличивается до достижения так называемого равновесно-растворного состояния при определенной относительной влажности воздуха. И если для самых маленьких аэрозольных частиц фазовый переход кристаллов происходит при меньших значениях относительной влажности воздуха благодаря лучшей растворимости более мелких частиц, то в процессах истинной конденсации (при $h > 100\ \%$) участвуют, как правило, самые крупные (гигантские) частицы атмосферного аэрозоля. Последние являются ядрами для образования облаков и туманов.

Турбулентные движения воздуха в реальной атмосфере в некоторых случаях усложняют процессы диффузии и трансформации. Турбулентная диффузия в атмосфере заметно опережает броуновский перенос аэрозольных частиц и, следовательно, играет определяющую роль в формировании пространственного распределения частиц. Турбулентные флуктуации температуры и влажности усложняют характер формирования равновесно-растворных состояний и процессов образования облачных частиц, что приводит к более широкому спектру размеров частиц в реальных облаках по сравнению с расчетами без учета этих флуктуаций. Возможны и другие эффекты влияния турбулентных движений в атмосфере на процессы образования, трансформации и переноса аэрозоля. Теория турбулентности в земной атмосфере является самостоятельной и обширной областью физики атмосферных процессов и пока не использована в полной мере при анализе рассмотренных выше процессов.

Процессы удаления частиц из атмосферы (стоки). Среди процессов удаления частиц из атмосферы различают процессы так называемого сухого и влажного удаления. Осаждение под действием силы тяжести или в результате диффузии относят к процессам сухого удаления. Влажным удалением называют процессы облачного и подоблачного вымывания.

Процессы диффузионного осаждения на поверхность земли или какое-либо препятствие, встречающееся на пути потока воздуха, можно описать пользуясь уравнением (3.17), которое получено при решении задачи о диффузии в направлении сферы с радиусом R.

Скорость оседания частиц под действием силы тяжести определяется сопротивлением воздуха. Она может быть определена из условия равенства этих сил

$$\frac{4}{3}\pi a^3 g(\rho - \rho_a) = F_c, \tag{3.23}$$

где g — ускорение свободного падения; ρ и ρ_α — плотность вещества частицы и воздуха соответственно; F_c — сила сопротивления, которая для различных чисел Кнудсена описывается соотношениями (3.15). Для $\mathrm{Kn} \ll 1$ (для частиц с $a \gg 0{,}07$ мкм в приземном слое атмосферы), согласно (3.15), $F_c = 6\pi\eta a S$ и скорость оседания частицы

$$S = \frac{2}{9} a^2 g \frac{\rho - \rho_\alpha}{\eta}. \tag{3.24}$$

Для самых крупных частиц (гидрометеоров) сила сопротивления воздуха вычисляется из уравнения движения, в котором учитывается инерционный член. Условие перехода от (3.15) к выражению, учитывающему инерционный член, определяется так называемое число Рейнольдса $\mathrm{Re} = 2aS/\nu$, где ν — кинетическая вязкость воздуха. При больших числах Рейнольдса (радиус частицы или ее скорость велики) сила сопротивления воздуха в большей степени зависит от скорости оседания частицы и становится пропорциональной квадрату скорости частицы.

При расчетах скорости оседания необходимо учитывать также, что с увеличением высоты давление падает и средняя длина пробега молекул воздуха увеличивается. Следовательно, скорость одной и той же частицы, имеющей постоянный размер a, в зависимости от высоты над поверхностью Земли будет описываться разными зависимостями (3.15). Расчеты времени оседания частиц в широком диапазоне их размеров были проведены Кастеном [24] и представлены на рис. 3.12. Как видно из представленных данных, процесс оседания под действием силы тяжести эффективен только для самых крупных частиц грубодисперсного диапазона. Например, время падения с высоты 15 км до поверхности земли для частиц, имеющих радиус 10 мкм составляет около 12 дней,

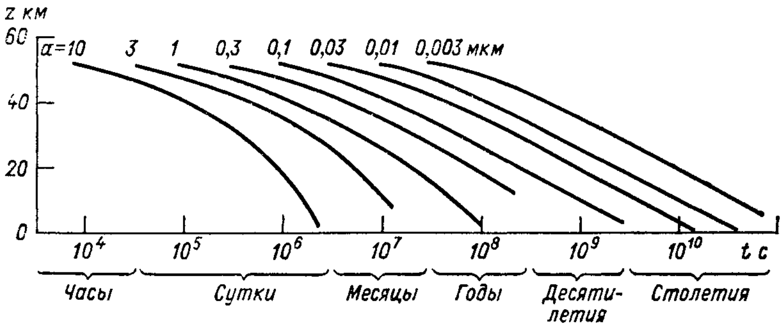


Рис. 3.12. Зависимость времени оседания частиц (с плотностью 1 г/см^3) от высоты.

а для частиц 1 мкм необходимо время уже порядка трех лет. Более того, расчеты [24] проведены для условий стационарной атмосферы, а в реальной атмосфере с турбулентными потоками эти значения могут только увеличиваться.

Вблизи нижней границы атмосферы важным фактором удаления частиц из воздуха является осаждение их на различных объектах. В частности, леса, которые покрывают значительную территорию суши, оказывают заметное фильтрующее действие на атмосферный воздух. Одно из немногих экспериментальных исследований удаления частиц из атмосферы деревьями было проведено Нъюбергером и др. [20] и показало, что в густом хвойном лесу удаляется более 60 % пыльцы и около 34 % ядер Айткена. Широколиственные деревья способны удалять примерно в два раза меньшее количество частиц. К числу основных процессов, приводящих в этом случае к осаждению частиц, относятся седиментация и диффузия, а также процесс инерционного осаждения (в газовом потоке).

Следующим важным процессом удаления частиц из атмосферы является процесс облачного вымывания и процесс вымывания осадками, который часто называют подоблачным вымыванием. Облачные частицы, образованные в результате роста частиц аэрозоля при конденсации паров воды, в конечном итоге выпадают в виде осадков, тем самым способствуя удалению из атмосферы аэрозольного вещества. Эффективность облачного вымывания можно оценить той долей вещества, которая попадает в облачные капли и определяется двумя основными процессами:

1) расходом ядер конденсации за счет непосредственного попадания в облачные капли;

2) присоединением аэрозольных частиц к уже сформировавшимся облачным каплям в процессе броуновского движения.

Важность рассмотренных процессов облачного вымывания и вымывания осадками в очищении атмосферы от аэрозольного вещества можно грубо оценить с помощью простых соображений, приведенных в [20]. По имеющимся оценкам, Земля в среднем покрыта облаками в течение половины всего времени. Выпадение дождя (или других осадков) из облачных слоев наблюдается приблизительно в течение 20 % всего времени. Таким образом, приблизительно от 0,1 до 0,5 общего количества аэрозоля в нижней тропосфере Земли одновременно подвергается воздействию процессов внутриоблачного и подоблачного вымывания.

3.4. Распространение промышленного аэрозоля

Промышленный аэрозоль представляет собой непосредственно частицы дыма или пыли различного химического состава в зависимости от характера производства, либо образуется из газовых примесей, которые под воздействием атмосферных условий образуют частицы. Многие процессы трансформации и диффузии промышленного аэрозоля совпадают с соответствующими процессами для естественного аэрозоля. Вместе с тем процессы появления, пребывания и удаления частиц промышленного аэрозоля имеют и ряд особенностей. К числу этих особенностей относятся прежде всего механизмы образования аэрозоля из газовых примесей. Широко известным примером специфических особенностей является лос-анджелесский смог, в отличие от обычного тумана усиливающийся при солнечном освещении за счет фотохимических реакций. Процессы образования таких смогов и соответственно способы борьбы с ними пока еще изучены недостаточно.

Главная особенность промышленного аэрозоля состоит в специфике его пространственного распределения. Несмотря на локальный характер промышленных выбросов влияние их на окружающую среду в последние десятилетия становится важной проблемой планетарного масштаба. Поэтому вопросы распространения промышленного аэрозоля оказываются первостепенными с точки зрения и охраны окружающей среды, и здоровья человека. Эти вопросы являются важными и для оптики атмосферного аэрозоля. Дело в том, что присутствие промышленного аэрозоля играет заметную (а в районах выброса — определяющую) роль в оптических свойствах атмосферного аэрозоля в целом, а распространение промышленного аэрозоля определяет временную и пространственную изменчивость оптических характеристик вблизи промышленных районов. В решении вопросов распространения промышленного аэрозоля в настоящее время имеются как фундаментальные результаты в строгой математической постановке задачи [13, 21], так и численные результаты частного, но практически важного характера [18].

Фундаментальная постановка задачи о математическом моделировании процессов, связанных с загрязнением атмосферы промышленными выбросами (газовыми и аэрозольными) содержится в монографии Г. И. Марчука [13]. В основе описания распространения промышленных примесей от тех или иных источников в атмосфере лежат уравнения турбулентной диффузии. Если обозначить концентрацию примеси (субстанцию) через q, коэффициенты диффузии по осям x, y, z через D_x, D_y, D_z, учесть перенос примеси ветром со скоростью u вдоль оси x и вертикальный перенос со скоростью w, то уравнение распространения примеси принимает вид

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u\frac{\partial q}{\partial t} + w\frac{\partial q}{\partial z} = D_x\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + D_y\frac{\partial^2 q}{\partial y^2} + D_z\frac{\partial^2 q}{\partial z^2}. \qquad (3.25)$$

При переносе частиц аэрозоля необходимо учесть также их оседание под действием силы тяжести. В уравнении (3.25) этот учет особенно прост, если предположить состав аэрозоля неизменным в процессе распространения. Тогда вместо w следует записать $(w'+v)$, где w' — скорость вертикального перемещения под действием конвективных и адвективных процессов, а v — скорость вертикального оседания.

Дальнейшее обобщение уравнения (3.25) состоит в учете источника загрязняющей примеси, описываемого некоторой функцией $f(x, y, z, t)$. Этот источник в математических моделях прежде всего представляет собой виртуальный точечный источник, который соответствует поведению реальных струй от наземных или приподнятых над землей источников (например, от высокой трубы). С учетом источников загрязнений и в более общей математической записи уравнение распространения примеси принимает вид

$$(u+1)\frac{\partial q}{\partial t} + \operatorname{div}\vec{w}q = D\,\Delta q + f, \qquad (3.26)$$

где $\vec{w}$ — вектор скорости переноса примеси. Исследования уравнения (3.26) и его решений являются в настоящее время предметом обсуждения во многих публикациях теоретического и практического характера [15, 18].

Пример конкретного и практически важного численного решения уравнения типа (3.26) приведен в работе [25]. Расчеты были выполнены для нескольких высот источника при трех метеорологических условиях: 1) сильно перемешанный слой, на высоте 50 м $D_z = 10$ м²/с, скорость ветра 7 м/с; 2) слой с инверсией на высоте 100 м, на которой $D_z = 0{,}2$ м²/с и очень слабый ветер; 3) слой с инверсией на высоте 50 м, выше которой коэффициент диффузии увеличивается от 0,1 до 10 м²/с, а скорость ветра до 10 м/с.

Результаты расчета для зависимости от высоты z концентрации примеси q/Q в с/см³, где Q — количество примеси от точечного источника в кг/с, приведены на рис. 3.13. Как видно из рисунка, при наличии инверсии наблюдается сильное накопление под приподнятой (случай 2) и над приземной (случай 3) инверсиями, а также более равномерное распределение примеси при отсутствии инверсий (случай 1).

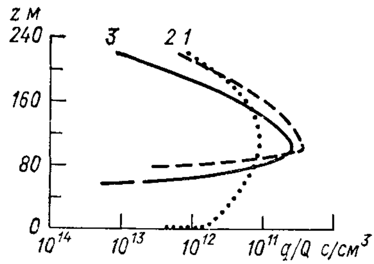


Рис. 3.13. Три случая (*1—3*) распределения примеси в атмосфере от источников, расположенных на высоте 50 м.

К настоящему времени накоплен достаточно большой экспериментальный материал [2, 17, 18], позволяющий наглядно представить общую картину аэрозольных загрязнений вблизи промыш-

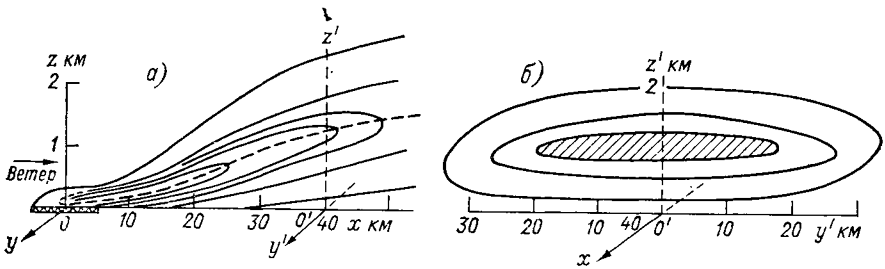


Рис. 3.14. Схема распределения аэрозолей от промышленного города.
а — в плоскости $z0y$, *б* — в плоскости $z'0'y'$.

ленных районов. На рис. 3.14 из [17] приведена схема распространения промышленного аэрозоля по результатам наблюдений за ядрами конденсации. Разрез на рис. 3.14*а* в плоскости $x0z$ показывает, что верхняя граница области аэрозолей и слой наибольших концентраций постепенно поднимается с удалением от района выбросов. При этом горизонтальная протяженность области аэрозолей во много раз превышает вертикальную. На большом удалении от района выброса поперечный размер области аэрозолей (рис. 3.14*б*) приобретает вид эллипса. Представленная общая картина при конкретных метеорологических условиях, естественно, под воздействием других факторов существенно изменяется. В частности, при наличии инверсий температуры область аэрозолей, имеющая форму эллипса, значительно вытягивается в горизонтальном направлении. При отсутствии инверсий сплющенность области аэрозолей уменьшается, а высота распространения их достигает 2—3 км. В зависимости от метеорологических условий нижняя граница области промышленного аэрозоля может наблюдаться, а может и исчезать за счет перемешивания с естественным аэрозолем. Турбулентное перемешивание может привести к распаду общего шлейфа на мелкие вихревые образования.

Проблема распространения промышленных примесей (включая и аэрозоль) не ограничивается микро- и макромасштабными процессами в атмосфере, рассмотренными выше. Длительное пребывание, исчисляемое месяцами и годами, обеспечивает перенос промышленных примесей на огромные расстояния, включая трансграничный перенос. В этом случае при математическом моделировании необходим учет мезометеорологических процессов, т. е. совместное решение уравнений динамики атмосферы и переноса примесей. Общая постановка и примеры решения задач, связанных с мезометеорологическими процессами и переносом промышленных примесей содержатся в [13] в связи с проблемой размещения промышленных предприятий при сохранении допустимых норм загрязнения природной среды. Современные математические модели для оценки и прогноза распространения промышленных примесей на большие расстояния приводятся также в [7] в связи с проблемой кислотных дождей.

Из известных экспериментальных данных о процессах переноса примесей среды следует, что мезомасштабные процессы переноса примесей формируют не только районы неблагополучных условий по загрязнению, но и фоновые глобальные загрязнения окружающей среды.

ГЛАВА 4. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

Разнообразие и пространственно-временная изменчивость микрофизических и макрофизических характеристик, а также химического состава аэрозольных частиц определяют сложность описания оптических свойств атмосферного аэрозоля. В основу классификации оптических свойств принято закладывать глобальное распределение аэрозоля и выделять собственно тропосферный аэрозоль, стратосферный аэрозоль, аэрозоль верхней атмосферы. В свою очередь, в тропосфере визуально различаются следующие аэрозольные образования: атмосферная дымка, туман и облака. Подробные исследования показывают, что не всегда перечисленные образования имеют однозначное отличие по основным оптическим характеристикам или, наоборот, внутри отдельных образований не всегда имеется однозначное сходство этих характеристик. Чтобы преодолеть обнаруживаемую неоднозначность во многих исследованиях предлагаются различные варианты классификации атмосферного аэрозоля по оптическим свойствам. Ряд из этих вариантов обсуждается ниже, хотя основное содержание главы построено в соответствии с традиционной классификацией.

4.1. Основные оптические характеристики

Из теории переноса оптического излучения в дисперсных средах следует, что основными характеристиками, определяющими закономерности переноса энергетических и пространственно-временных параметров оптических волн, являются объемные коэффициенты аэрозольного рассеяния, поглощения или ослабления и компоненты матрицы рассеяния или комбинации этих компонент (например, степень поляризации, эллиптичность поляризации).

Коэффициенты аэрозольного рассеяния, поглощения и ослабления. Для полидисперсной системы атмосферного аэрозоля величина коэффициентов рассеяния, поглощения и ослабления определяется функцией распределения геометрического сечения $\pi a^2 g(a)$ и фактором эффективности $K(\rho, m)$. Если частицы аэрозоля имеют одинаковый состав (одинаковый комплексный показатель преломления m), то коэффициент аэрозольного ослабления

$$k = N \int_0^\infty K(\rho, m)\, \pi a^2 g(a)\, da, \tag{4.1}$$

где $k = k_р + k_п$, $K(\rho, m) = K_р(\rho, m) + K_п(\rho, m)$, а безразмерный параметр $\rho = 2\pi a/\lambda$. При наличии молекулярного поглощения в атмосфере суммарный коэффициент ослабления равен сумме коэффициентов молекулярного поглощения и аэрозольного ослабления. Единица определяемого по формуле (4.1) коэффициента k — м$^{-1}$. Если частицы аэрозоля имеют различный состав (разные комплексные показатели преломления), то коэффициент аэрозольного ослабления (рассеяния, поглощения) определяется суммированием выражений типа (4.1) для каждой фракции частиц.

Коэффициенты аэрозольного ослабления характеризуются рядом общих свойств для различных аэрозольных образований. К числу таких свойств относится полное сглаживание мелких осцилляций в зависимости фактора эффективности $K(\rho, m)$ от ρ для полидисперсного аэрозоля. Более того, при довольно широком распределении частиц по размерам в реальной атмосфере обычно сглаживаются и крупные осцилляции кривой $K(\rho)$, а заметным остается только первый максимум.

Наиболее сильные изменения оптических свойств частиц при изменении размера или длины волны падающего излучения характерны именно в окрестности первого максимума. Для частиц, имеющих размеры меньше длины волны, на кривой $K(\rho, m)$ можно выделить область, где $K(\rho, m)$ прямо пропорционально зависит от ρ (т. е. от a или λ). Из приведенных на рис. 4.1 данных [33] видно, что для непоглощающих частиц с ρ от 1 до 4 линейная зависимость с высокой точностью описывает ход $K(\rho)$.

Следовательно, для таких частиц при заданной длине волны излучения $K_р(\rho) \sim a$, и отсюда выражение (4.1) можно записать следующим образом:

$$K_р \sim \int\limits_{\rho=1}^{\rho=4} a\pi a^2 g(a)\,da \sim V, \qquad (4.2)$$

где V — объем рассеивающих частиц в единичном объеме среды.

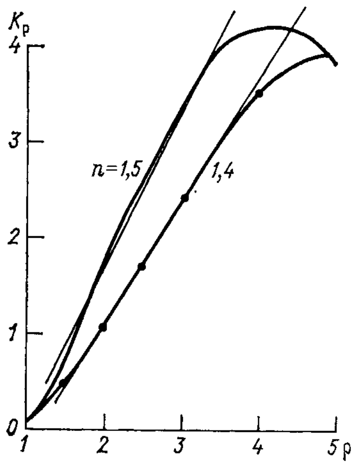


Рис. 4.1. Линейный участок зависимости $K(\rho)$ для непоглощающих частиц ($\varkappa=0$).

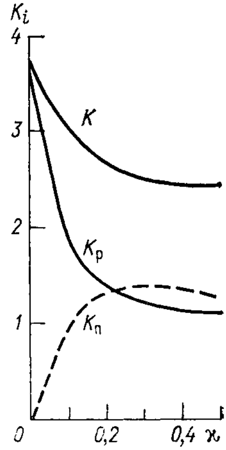


Рис. 4.2. Зависимость факторов эффективности K_i от показателя поглощения для частиц с $\rho=6$, $n=1,4$.

Если частицы состоят из поглощающего вещества, то амплитуды максимумов на кривой $K(\rho,\ m)$ уменьшаются. При $\varkappa \approx 1$ мелкомасштабные осцилляции и вторичные максимумы полностью исчезают и на кривой $K(\rho,\ m)$ остается только весьма размытый первый максимум. Увеличение величины $\varkappa$ для частиц с радиусом, сравнимым с длиной волны падающего излучения, сопровождается снижением коэффициента рассеяния частицы, причем уменьшение коэффициента рассеяния при увеличении $\varkappa$ значительно больше, чем увеличение истинного поглощения. Это приводит к несколько неожиданному, на первый взгляд, результату — с увеличением $\varkappa$ уменьшается коэффициент ослабления частицы. На рис. 4.2 приведена зависимость факторов эффективности ослабления, рассеяния и поглощения от показателя поглощения для частиц с $\rho=6$ и $n=1,4$.

В случае когда $\rho \gg \lambda$, оптические постоянные частицы не сказываются на величине фактора эффективности ослабления и его значение стремится к 2, при этом $K_р$ и $K_п$ стремятся к 1.

Отмеченные выше закономерности для коэффициентов ослабления являются общими для различных аэрозольных образований и широко используются при интерпретации результатов экспериментальных исследований в реальной атмосфере, в том числе и для идентификации этих образований. При этом величина коэффициента ослабления часто выступает в качестве главного отличительного признака различных аэрозольных образований. Именно величина коэффициента ослабления в видимой области спектра, однозначно связанная с метеорологической дальностью видимости $S_м=3{,}9/k$, позволяет различать такие аэрозольные образования в тропосфере, как атмосферные дымки ($S_м \geqslant 1$ км) и туманы ($S_м < 1$ км), а также делать их грубую количественную градацию (сильные, слабые и т. п.).

Более полную информацию о качественном составе аэрозолей в различных образованиях несет спектральная зависимость коэффициентов аэрозольного ослабления. Поэтому в следующих параграфах при описании оптических свойств различных аэрозольных образований, спектральная зависимость коэффициентов ослабления, наряду с его величиной, рассматривается как один из основных отличительных признаков.

Здесь мы только отметим, что спектральная зависимость коэффициентов ослабления часто используется и для интерпретации экспериментальных данных. Так, наличие максимума ослабления в видимой области спектра при слабых туманах свидетельствует о наличии полидисперсного состава частиц с размерами порядка длины волны в соответствии с положением первого максимума для фактора эффективности ослабления. Зависимость коэффициента ослабления типа $k \sim \lambda^{-1}$, часто наблюдаемая при дымках, и в литературе называемая формулой Ангстрема, означает, что размеры частиц соответствуют линейному участку для зависимости фактора эффективности ослабления от ρ. Во всех случаях необходимо иметь в виду, что подобные заключения носят сугубо качественный характер и требуют большой осторожности. Это связано с тем, что в зависимости от длины волны изменяется не только параметр ρ, но и комплексный показатель преломления. Пример зависимости коэффициентов рассеяния $\sigma_р=k_р/N_0$ и ослабления $\sigma=k/N_0$ от длины волны для сферических капель чистой воды приведен в табл. 4.1.

Строгое решение задачи о размерах и составе рассеивающих частиц по данным о спектральной зависимости коэффициента аэрозольного ослабления связано с преодолением больших математических трудностей и получено только для отдельных частных случаев [13, 24].

Матрица аэрозольного рассеяния. При облучении элементарного рассеивающего объема dV световым пучком, имеющим параметры S_j^0 и распространяющимся в направлении $\vec{l}_0$ с угловым раствором $d\omega_0$, компоненты вектор-параметра S_i рассеянного в направлении $\vec{l}$, связаны с S_j^0 линейным соотношением [27]

$$dS_i(\vec{l})\,d\omega = \frac{1}{L^2}\sum_{j=1}^{4}\mu_{ij}(\vec{l},\vec{l}_0)\,S_j^0(\vec{l}_0)\,d\omega_0\,dV, \tag{4.3}$$

Таблица 4.1

Результаты расчета коэффициентов рассеяния σ_p и ослабления σ ($см^2$) сферическими каплями чистой воды при температуре 20 °С для различных длин волн по [33]

λ мкм	n	ϰ	a мкм					
			1		3		6	
			σ	σ_p	σ	σ_p	σ	σ_p
0,63	1,33	0,0 0	7,04 8	7,04 8	5,75 7	5,75 7	2,29 6	2,29 6
0,69	1,33	0,0 0	8,64 8	8,64 8	6,81 7	6,81 7	2,54 6	2,54 6
1,06	1,32	2,8 6	1,22 7	1,22 7	7,48 7	7,48 7	2,67 6	2,67 6
1,20	1,32	1,1 5	1,12 7	1,12 7	7,82 7	7,81 7	2,16 6	2,16 6
1,40	1,32	2,9 4	9,56 8	9,55 8	5,71 7	5,66 7	2,84 6	2,81 6
1,60	1,31	8,4 5	7,93 8	7,93 8	5,22 7	5,20 7	2,34 6	2,33 6
1,80	1,31	1,5 4	6,36 8	6,36 8	6,09 7	6,07 7	2,39 6	2,38 6
2,04	1,30	1,3 3	4,95 8	4,90 8	8,62 7	8,48 7	3,14 6	3,02 6
2,81	1,29	0,5 1	3,06 8	1,96 8	9,05 7	6,68 7	2,49 6	1,25 6
2,82	1,32	0,5 1	3,51 8	2,38 8	9,23 7	6,80 7	2,54 6	1,29 6
3,98	1,35	6,2 3	1,38 8	1,28 8	1,01 6	9,79 7	2,40 6	2,14 6
4,60	1,32	0,2 1	9,90 9	7,34 9	7,76 7	6,94 7	3,57 6	2,95 6
5,00	1,32	1,7 2	7,72 9	5,67 9	6,83 7	6,14 7	3,92 6	3,40 6
5,97	1,30	0,1 0	7,58 8	3,81 8	6,18 7	3,13 7	2,39 6	1,25 6
6,60	1,32	0,5 1	6,40 9	2,33 9	4,70 7	3,42 7	3,70 6	2,82 6
7,40	1,30	4,5 2	4,60 9	1,35 9	3,50 7	2,47 7	3,35 6	2,60 6
8,20	1,28	4,8 2	3,90 9	8,18 9	2,74 7	1,76 7	2,86 6	2,14 6
9,18	1,25	0,5 1	3,23 9	4,33 10	1,94 7	1,06 7	2,21 6	1,56 6
10,0	1,21	6,4 2	3,50 9	2,27 10	1,54 7	5,88 7	1,64 6	9,44 7
10,6	1,17	8,2 2	4,10 9	1,41 10	1,46 7	3,80 8	1,37 6	6,13 7
11,2	1,13	1,2 1	5,77 9	1,05 10	1,70 7	2,78 8	1,33 6	4,17 7
12,9	1,26	2,8 1	1,08 8	2,65 10	3,27 7	7,42 8	2,20 6	8,37 7
14,0	1,19	3,9 1	1,41 8	2,57 10	3,63 7	7,09 8	2,17 6	7,40 7
16,0	1,32	4,3 1	1,28 8	2,26 10	3,86 7	8,19 8	2,41 6	8,85 7
18,0	1,40	4,4 1	1,08 8	1,65 10	3,63 7	7,52 8	2,48 6	9,26 7
20,0	1,45	4,3 1	9,14 9	1,15 10	3,22 7	6,19 8	2,44 6	9,11 7
25,0	1,53	3,8 1	6,01 9	4,87 11	2,18 7	3,23 8	2,16 6	7,86 7
30,0	1,53	3,6 1	4,73 9	2,28 11	1,60 7	1,60 8	1,74 6	5,61 7
35,0	1,47	3,8 1	4,46 9	1,16 11	1,40 7	8,21 9	1,43 6	3,50 7
40,0	1,36	4,3 1	4,77 9	6,22 12	1,39 7	4,36 9	1,25 6	2,01 7

Примечание. Колонки цифр справа — отрицательные степени у 10. Например: 6,22 12 означает $6{,}22 \cdot 10^{-12}$.

где L — расстояние точки наблюдения от элемента рассеивающего объема; $d\omega$ — телесный угол, над которым из точки наблюдения виден элемент объема, μ_{ij} — компоненты матрицы четвертого ранга, характеризующие рассеивающие свойства среды независимо от состояния поляризации падающего излучения, отнесенные к единице объема. В качестве плоскости референции обычно выбирается плоскость, включающая оба направления $\vec{l}$ и $\vec{l}_0$ (плоскость рассеяния). Для изотропной среды матрица рассеяния μ_{ij} зависит не от $\vec{l}$ и $\vec{l}_0$, а только от угла между ними, т. е. от угла рассеяния β. Для полидисперсных ансамблей сферических частиц матрица μ_{ij} описывается уравнениями типа (4.1) с соответствующими факторами эффективности $K_{ij}(\rho, m)$.

Вид матриц рассеяния для заданной длины волны излучения существенно зависит от свойств рассеивающей среды, т. е. от размеров комплексного показателя преломления, формы частиц и их ориентации.

Знание микрофизических параметров среды и возможности современных алгоритмов и вычислительных машин обеспечивает расчет всех компонент матрицы рассеяния сферических частиц практически для любых значений $g(a)$ и $m(\lambda)$ с необходимой для оптических задач точностью. Более того, располагая спектральным ходом $\mu_{ij}(\beta, \lambda)$, вообще говоря, можно поставить задачу об определении $g(a)$ и $m(\lambda)$, т. е. обратную задачу теории рассеяния. Возможность решения обратных задач существенным образом зависит от ошибок определения $\mu_{ij}(\beta, \lambda)$, от наличия априорной информации о феноменологических параметрах среды и сопряжено со значительными математическими трудностями. Применительно к атмосферному аэрозолю наиболее подробно методы и алгоритмы решения задач изложены в монографиях [13, 24].

Экспериментальные исследования компонент матрицы рассеяния имеют сравнительно давнюю историю. Результаты многочисленных экспериментов обсуждаются в значительном цикле работ (см. обзор в [9, 10]). Причем в большинстве опубликованных работ экспериментально исследованы либо только отдельные угловые характеристики (главным образом коэффициенты направленного рассеяния и в некоторых случаях угловая зависимость $f_{21}(\beta)$), либо отдельные эпизодические атмосферно-оптические ситуации без должного сопровождения эксперимента наблюдением других оптических характеристик и необходимых метеорологических параметров, что снижает ценность полученных результатов. В то же время работы подобного рода сыграли положительную роль в отработке аппаратурно-методических вопросов, позволили оценить диапазон изменчивости реализующихся в атмосфере оптических параметров и сформулировать требования к проведению систематических комплексных оптико-метеорологических наблюдений.

Одной из важных угловых характеристик является компонента матрицы $\mu_{11}(\beta)$, которая называется коэффициентом направленного рассеяния. При облучении среды неполяризованным излучением $\mu_{11}(\beta)$ полностью описывает угловую структуру интенсивности рассеянного излучения. В этом случае коэффициент рассеяния можно определить как

$$k_p = \int\limits_{4\pi} \mu_{11}(\beta)\, d\omega$$

и вместо матрицы $\mu_{ij}(\beta)$ можно ввести нормированную матрицу рассеяния $f_{ij}(\beta)$:

$$f_{ij}(\beta) = \frac{1}{k_p} \mu_{ij}(\beta), \qquad (4.4)$$

где компонента $f_{ij}(\beta)$ удовлетворяет условию нормировки

$$\int\limits_{4\pi} f_{ij}(\beta)\,d\omega = 1$$

и называется индикатрисой рассеяния.

Индикатриса рассеяния является наиболее важной угловой характеристикой рассеивающей среды и ее знание необходимо и достаточно для решения задач по переносу оптического излучения в случае, когда можно пренебречь поляризационными эффектами. В практике исследований часто индикатрису рассеяния характеризуют коэффициентом асимметрии η, определяемым соотношением

$$\eta = \int\limits_{0}^{90^\circ} \mu_{11}(\beta)\sin\beta\,d\beta \Big/ \int\limits_{90^\circ}^{180^\circ} \mu_{11}(\beta)\sin\beta\,d\beta \tag{4.5}$$

и характеризующим отношение рассеянной энергии в переднюю и заднюю полусферы. Иногда асимметрию индикатрисы рассеяния характеризуют и другими величинами (аналогичным отношением с иными пределами интегрирования, средним косинусом и т. п.).

Известны многочисленные попытки на основании статистического экспериментального материала для индикатрис рассеяния в атмосферных дымках выделить отдельные подтипы этого аэрозольного образования. Примером могут служить подробные экспериментальные исследования индикатрис рассеяния видимого излучения в приземном слое атмосферы в различных географических районах, приведенные О. Д. Бартеневой [2] и позволившие осуществить классификацию индикатрис рассеяния с использованием коэффициента асимметрии, оценить влияние относительной влажности воздуха на изменения формы индикатрисы. В работе [38] проведено сравнение усредненных значений индикатрис рассеяния со средними значениями метеорологической дальности видимости $S_{\text{м}}$. Эти первые статистически обеспеченные экспериментальные наблюдения угловых характеристик выявили фундаментальные черты их изменчивости и установили характерные различия между отдельными классами угловых характеристик.

Более полный набор экспериментальных данных о компонентах матрицы рассеяния для длин волн в видимой области спектра и о спектральных коэффициентах ослабления был получен в результате многолетних систематических исследований, выполненных под руководством Г. В. Розенберга в Институте физики атмосферы АН СССР [29]. В результате этих измерений было показано, что в подавляющем большинстве оптико-метеорологических ситуаций матрица рассеяния имеет вид, соответствующий рассеянию на сферических частицах, т. е. $f_{11}=f_{22}$, $f_{33}=f_{44}$, $f_{34}=-f_{43}$, $f_{21}=f_{12}$, а остальные члены с точностью до экспериментальных ошибок равны нулю.

Следовательно, допущения о сферичности частиц при интерпретации большинства экспериментальных данных вполне оправданы. Проведенный анализ результатов измерения позволил сделать далее вывод о том, что наблюдаемое многообразие реализации оптических параметров приземного воздуха можно разделить

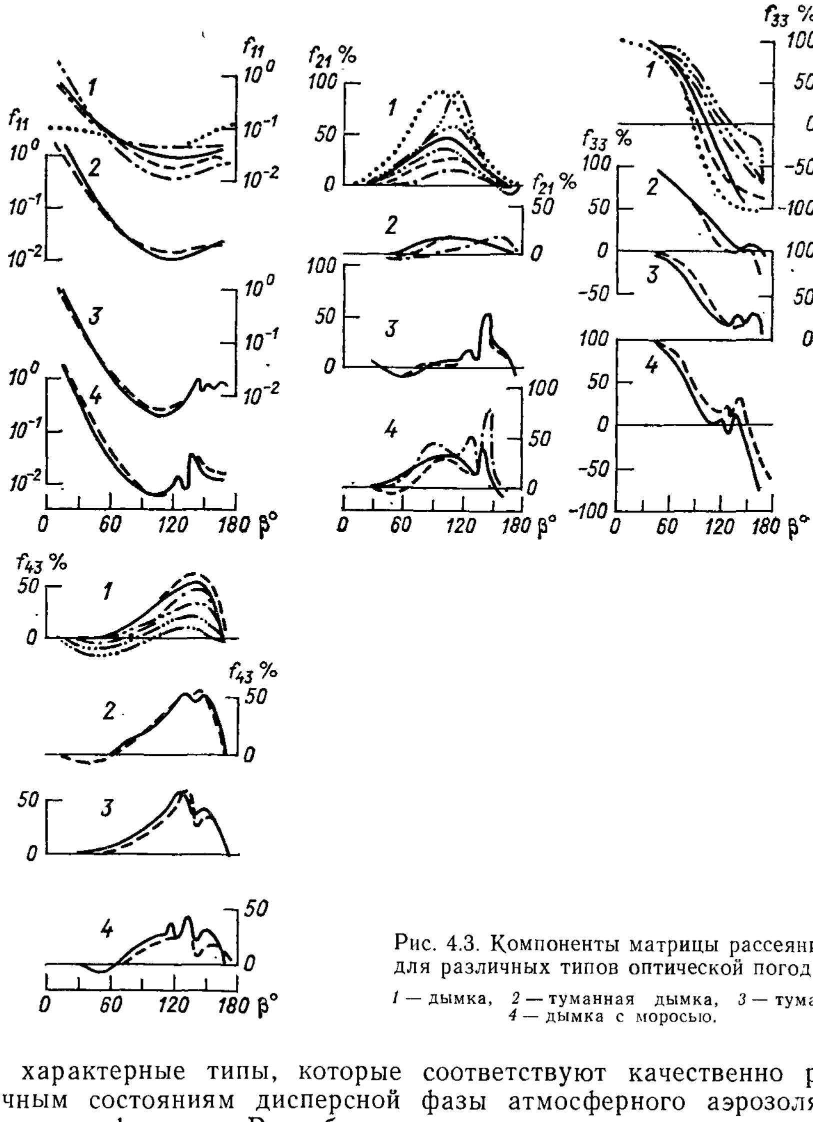


Рис. 4.3. Компоненты матрицы рассеяния для различных типов оптической погоды.

1 — дымка, *2* — туманная дымка, *3* — туман, *4* — дымка с моросью.

на характерные типы, которые соответствуют качественно различным состояниям дисперсной фазы атмосферного аэрозоля и по классификации Розенберга называются типами оптической погоды. При этом помимо различного рода осадков были выявлены следующие типы оптической погоды [29]: дымка, туманная дымка, туман, дымка с моросью, мгла. На рис. 4.3 приведены экспериментальные данные для угловой зависимости нормированных индикатрис рассеяния $f_{11}(\beta)$ и компонент приведенной матрицы рассеяния $(f_{ij}(\beta)$ для описанных выше типов оптической погоды. Даже простое сопоставление обнаруживает здесь глубину качественных различий между этими состояниями. Вместе с тем из приведенных данных легко обнаруживаются характерные оптические признаки, позволяющие достаточно надежно идентифицировать ту или иную оптическую ситуацию.

4.2. Оптические свойства туманов и облаков

Туманы и облака относятся к числу тех аэрозольных образований, которые близки по своим оптическим свойствам в широком спектральном интервале и наиболее изучены. Последнее обусловлено исключительно важной ролью, которую играют туманы и облака в радиационном режиме нашей планеты и в проблеме видимости в атмосфере. В своем большинстве туманы и облака представляют собой водный аэрозоль с достаточно крупными частицами почти сферической формы. Следующий большой класс аэрозольных образований этого типа — кристаллические облака. Известны также, но слабо изучены, отдельные виды туманов и облаков, обладающих специфическими оптическими свойствами (арктические туманы, искусственные облака и т. п.).

Водные туманы и облака. Имеющиеся данные показывают, что форма распределений частиц по размерам в туманах и облаках (а также в осадках) хорошо аппроксимируются гамма-распределением [8]:

$$g(a) = N \frac{1}{\Gamma(\mu + 1)} \mu^{\mu + 1} \frac{a}{a_m^{\mu + 1}} \exp\left(-\mu \frac{a}{a_m}\right). \qquad (4.6)$$

Здесь a — радиус капли; a_m — наивероятнейший радиус; μ — параметр, характеризующий полуширину распределения (меньшему значению μ соответствует более широкое распределение); $\Gamma(\mu + 1)$ — гамма-функция, равная $\mu!$ при целом μ.

В табл. 4.2 приведены вероятные значения параметров распределения a_m и μ и водности q для различных жидко-капельных туманов и облаков [8].

Исследования коэффициентов ослабления и основных угловых характеристик в контролируемых условиях, сопровождавшиеся измерением микроструктурных параметров, показали их хорошее согласие с соответствующими расчетными данными [8]. В видимой области спектральный ход коэффициентов ослабления (и угловых зависимостей компонент матрицы рассеяния) полностью соответствует оптическим характеристикам крупных прозрачных частиц. В инфракрасной области спектра их зависимость от длины волны показана на рис. 4.4 и имеет более сложный характер. Эта зависимость определяется микрофизическими характеристиками a_m и μ, а также спектральным ходом $m(\lambda)$. С увеличением среднего радиуса частиц a_m максимум $k(\lambda)$ смещается в сторону больших значений λ, а амплитуда изменения $k_{max}(\lambda) - k_{min}(\lambda)$ в инфракрасной области уменьшается. В то же время, как и следовало ожидать, на спектральных зависимостях $k(\lambda)$ для сред с узким распределением частиц по размерам ($\mu=10$) смещение максимумов $k(\lambda)$ для различных a_m и изменения величины $k(\lambda)$ проявляются более отчетливо по сравнению со случаем достаточно широких распределений ($\mu=2$). Характерные минимумы, наблюдающиеся на кривых $k(\lambda)$ для частиц с $a_m<10$ мкм, обусловлены наличием полос поглощения воды в этих спектральных диапазонах.

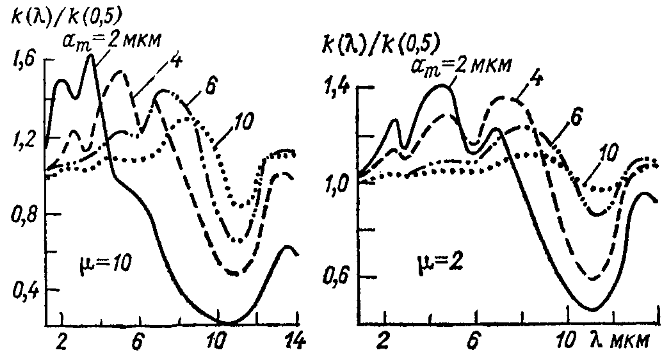


Рис. 4.4. Спектральная зависимость коэффициентов ослабления облаков и туманов $k(\lambda)/k(0,5)$.

Спектральная зависимость индикатрисы $f_{11}(\beta)$ и угловой зависимости $f_{21}(\beta)$ (степени линейной поляризации) приведены по данным [14] на рис. 4.5 и 4.6 соответственно. Для длины волны 10,6 мкм индикатриса рассеяния монотонно уменьшается от малых углов и достигает минимума при $\beta\approx110°$, а далее, как следует из основных свойств частиц с заметным поглощением ($\varkappa_{10,6}\approx0,07$), не зависит от угла рассеяния β. Уменьшение длины волны сопровождается увеличением вытянутости индикатрисы в направлении

Таблица 4.2

Параметры a_m, μ и q

Облака	a_m мкм	μ	q г/м³
Мощные кучевые Cu cong.	6	3	1,2
Кучевые Cu	6	3	0,2
Кучево-дождевые Cb	6	1	—
Слоисто-кучевые Sc	5	2	0,1
Слоистые St	5	2	0,1
Слоисто-дождевые Ns	5	2	0,2
Высоко-слоистые As	5	2	0,2
Высоко-кучевые Ac	5	2	0,1
Туманы радиационные	5	6	0,1
Туманы адвективные	5	3	0,1

вперед и постепенным формированием максимумов $f_{11}(\beta)$ в области углов рассеяния $\beta > 120°$, которые наиболее отчетливо проявляются в коротковолновом диапазоне и соответствуют первой ($\beta \approx 138°$) и второй ($\beta \approx 122°$) радугам и глории ($\beta \approx 180°$).

Степень линейной поляризации $f_{21}(\beta)$ также испытывает заметные изменения в соответствии с уменьшением ρ. В видимой области спектра на кривой $f_{21}(\beta)$ в области радуг и глорий наблюдаются заметные максимумы положительной поляризации.

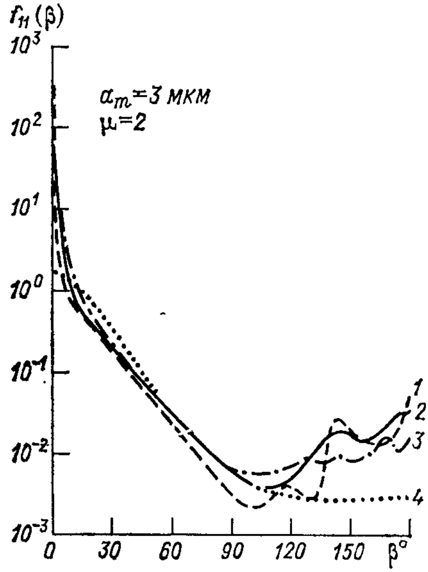


Рис. 4.5. Спектральная зависимость индикатрисы рассеяния $f_{11}(\beta)$ для λ, равных 0,34, 1,06, 2,36 и 10,6 мкм (кривые 1—4 соответственно).

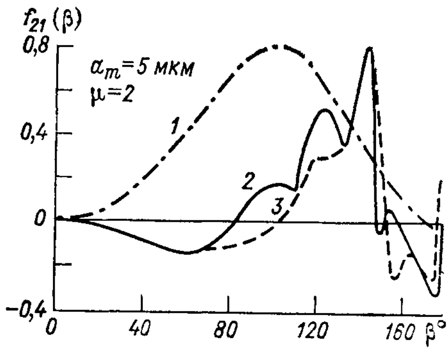


Рис. 4.6. Спектральная зависимость компоненты матрицы рассеяния $f_{21}(\beta)$ для различных длин волн.

1) λ=10,6 мкм; 2) λ=0,47 мкм; 3) λ=1,118 мкм.

Анализ имеющихся данных о влиянии микрофизических параметров облаков и туманов на их оптические характеристики показывает, что в областях длин волн, где отсутствуют значительные спектральные изменения $m(\lambda)$, основным фактором их изменчивости служит изменение a_m. В случае сред с узким распределением частиц по размерам (μ велико) изменение a_m или μ ведет к существенной трансформации угловых и спектральных характеристик. Для сред, имеющих достаточно широкие распределения (μ мало), изменение параметра μ сказывается в меньшей степени, чем вариации a_m. В этом случае и спектральные зависимости коэффициентов ослабления $k(\lambda)$ и компонент матрицы рассеяния $f_{ij}(\beta, \lambda)$ менее выражены, чем для сред с узким распределением.

Если рассматривать трансформацию угловых характеристик в целом по всему спектральному диапазону видимых и инфракрасных волн, то следует отметить определяющую роль действительной $n(\lambda)$ и мнимой части $\varkappa(\lambda)$ в спектральной и угловой структуре рассеянного излучения. Хорошей иллюстрацией является спектральный ход коэффициента асимметрии индикатрисы рассеяния η [18], который характеризует ее вытянутость в направлении распространения излучения.

На рис. 4.7 приведена спектральная зависимость коэффициента асимметрии индикатрисы рассеяния в спектральном интервале от $\lambda=0{,}34$ мкм до $\lambda=10{,}6$ мкм для двух типов облаков, имеющих различные значения a_m и $\mu=4$. Как видно из рис. 4.7, изменение среднего размера частиц в видимой области спектра не приводит к существенным изменениям η (разница около 15—20 %). Наиболее существенные изменения вытянутости индикатрисы рассеяния наблюдаются в инфракрасном диапазоне, где, например для $\lambda=2{,}79$ мкм значение $\eta=384$ ($a_m=7$ мкм) и $\eta=262$ ($a_m=3$ мкм). Зависимость асимметрии от длины волны на рис. 4.7 не может быть объяснена только изменением относительного размера рассеивающих частиц при изменении длины волны. Исследования

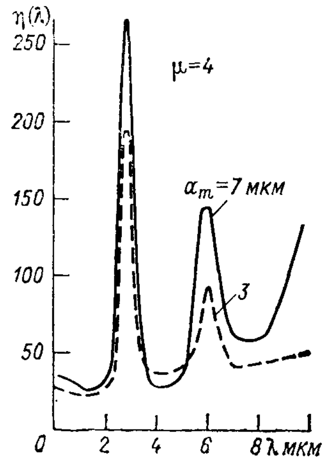


Рис. 4.7. Спектральная зависимость коэффициента асимметрии индикатрисы рассеяния для водных облаков и туманов.

показали [18], что появление максимумов на кривой $\eta(\lambda)$ определяется в первую очередь спектральным ходом действительной части показателя преломления воды $n(\lambda)$. В области длин волн $\lambda=2{,}79$ ($n=1{,}088$); $\lambda=5{,}87$ мкм ($n=1{,}102$) и $\lambda=10{,}6$ ($n=1{,}114$) значения $n(\lambda)$ минимальны, и именно это обстоятельство играет решающую роль в увеличении вытянутости индикатрисы (отражающие и преломляющие свойства частиц в этих диапазонах минимальны и основная доля рассеянного излучения сосредоточена в передней полусфере).

Кристаллические туманы и облака. При низких температурах фазовое состояние водных туманов и облаков изменяется и частицы становятся кристаллами льда. Исследования показывают [5], что уже при температуре 263 °K половина всех туманов и облаков становятся кристаллическими или смешанными (присутствуют одновременно водные и кристаллические частицы). Формы ледяных кристаллов весьма разнообразны и по международной классификации их подразделяют на 10 видов: гексогональные пластинки, звездочки (плоские дендриты), гексогональные столбики (включая пучки столбиков), иглы, пространственные дендриты, запонки, кристаллы неправильной формы, крупа, мокрые снежинки, градины. Экспериментальные данные пока недостаточны для определенных выводов о повторяемости тех или иных видов кристаллов в туманах и облаках, но зависимость формы кристаллов от температуры и пересыщения можно считать установленной. Как показывают многочисленные исследования, размеры кристаллов различных форм достигают для пластинок и звездочек по диаметру 10^4 мкм и по длине игл 10^3 мкм при минимальных значениях этих параметров около 10 мкм.

Обобщение литературных и собственных данных по оптическим свойствам кристаллических туманов и облаков выполнено в монографии [5]. В кратком изложении основные оптические свойства этого типа туманов и облаков сводятся к следующему.

Коэффициенты рассеяния, поглощения и ослабления рассчитываются для многих проанализированных форм кристаллов

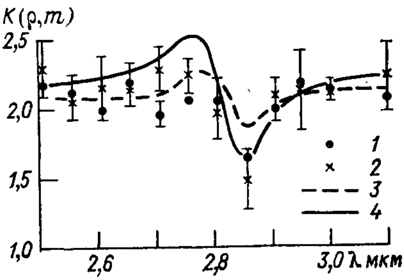


Рис. 4.8. Спектральная зависимость фактора эффективности ослабления для ледяных частиц в интервале длин волн 2,5—3,1 мкм при измерении в тумане с кристаллами столбиками (*1*) и пластинками (*2*) и расчетах для полидисперсных сфер со среднеквадратичными радиусами 12 мкм (*3*) и 8 мкм (*4*).

с учетом хорошо известных оптических постоянных для льда. Упрощающим обстоятельством при таких расчетах является достаточно большие размеры кристаллов. Лишь в длинноволновой области иногда приходится учитывать отличие фактора эффективности ослабления от асимптотического значения, равного 2. Результаты измерений в контролируемых условиях для кристаллических туманов (в холодильных камерах Института экспериментальной метеорологии) показывают [5], что экспериментальные данные качественно согласуются с расчетными не только для несферических частиц, но и для сферических с соответствующими размерами.

На рис. 4.8 приведены факторы эффективности ослабления, измеренные для кристаллов и рассчитанные для сферических частиц. Из рисунка следует, что измеренные и рассчитанные данные удовлетворительно согласуются, включая наличие минимума при $\lambda=2{,}85$ мкм. Измерения в туманах с различной формой кристаллов в спектральном интервале от 0,4 до 25 мкм показывают, что подобные минимумы для фактора эффективности ослабления $K(\lambda)$ наблюдаются также в области 5,15 и 10,5 мкм, а в области $\lambda>15$ мкм величина $K(\lambda)$ постепенно уменьшается. Положение наблюдаемых минимумов для кривой $K(\lambda)$ не совпадает с центрами полос поглощения льда ($\lambda=3{,}067$ мкм и $\lambda=12{,}35$ мкм), но близки к минимумам действительной части комплексного показателя преломления ($\lambda=2{,}907$ мкм и $\lambda=10{,}9$ мкм) и, следовательно, могут быть объяснены эффектом Христиансена.

В целом из результатов лабораторных исследований следует, что различие спектрального хода ослабления для водных и кристаллических облаков следует ожидать только в области 9,5—12,0 мкм. Для водных облаков в этой области наблюдается глубокий минимум (из-за сравнимых размеров частиц и длины волны). Для кристаллических облаков этот минимум отсутствует из-за больших размеров кристаллических частиц. Наблюдаемое почти полное отсутствие зависимости спектрального хода коэффициентов ослабления от формы кристаллических частиц естественно объясняется хаотической ориентацией кристаллов.

Индикатриса рассеяния для ледяных кристаллов в общем случае зависит не только от размеров и формы частиц, но и от их ориентации относительно падающего излучения. Строгое решение задачи для частиц сложной формы, как известно, связано с большими математическими трудностями. Большие размеры кристаллических частиц в природе является тем упрощающим обстоятельством, которое позволяет предложить приближенное теоретическое решение даже для кристаллов сложной формы. По крайней мере для видимой области спектра можно решать задачу в приближении геометрической оптики, а для малых углов рассеяния отдельно учитывать дифракцию. На основании анализа экспериментальных данных и их сравнения с расчетными для гексогональных призм в монографии [5] предлагается следующая формула для расчета усредненной по размерам и ориентациям частиц индикатрисы рассеяния в области больших углов рассеяния β (за исключением углов гало):

$$\bar{i}(\beta) = \frac{1}{4} R(\varphi) \frac{3 + R(\varphi)}{1 + R(\varphi)}, \tag{4.7}$$

где R — френелевский коэффициент отражения, $\varphi = (\pi - \beta)/2$. Для малых углов рассеяния (в дифракционной области углов) при хаотической ориентации длинных столбиков и тонких пластинок в [43] предложены следующие формулы:

$$i_{\text{ст}}(\beta) = \frac{2k^2}{3\pi^4} al \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \sin^2 \beta E^2 (ka \sin\beta \cos\varphi_0) E^2 \left(\frac{kl}{2} \sin\beta_0 \sin\varphi_0\right) d\varphi_0\, d\beta_0,$$

$$i_{\text{пл}}(\beta) = \frac{ka^2}{4\pi^3} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} (\cos\beta + \cos\xi)^2 \left[\frac{J_1(ka\sigma)}{2ka\sigma}\right]^2 d\varphi_0\, d\beta_0,$$

где

$$\cos\xi = \cos\beta\cos\beta_0 + \cos\varphi_0 \sin\beta \sin\beta_0,$$

$$\sigma = \left[\sin^2\beta + \cos^2\beta_0 (\cos\beta - \cos\varphi_0 \sin\beta - 2\cos\beta + 1) - \right.$$
$$\left. - 2\sin\beta_0 \cos\beta_0 \cos\varphi_0 \sin\beta (\cos\beta - 1)\right]^{1/2},$$

a — радиус столбиков или пластинок, l — длина столбиков.

На рис. 4.9 из [5] приведены экспериментальные данные для индикатрисы рассеяния, полученные для неполяризованного излучения в горизонтальной плоскости рассеяния. На этом же рисунке для сравнения приведена индикатриса рассеяния (кривая *1*), соответствующая модели капельного облака C_1 (см. табл. 4.3). Обращает на себя внимание ряд особенностей для индикатрис рассеяния кристаллами: большее по сравнению с каплями рассеяние в боковых направлениях при уменьшении интен-

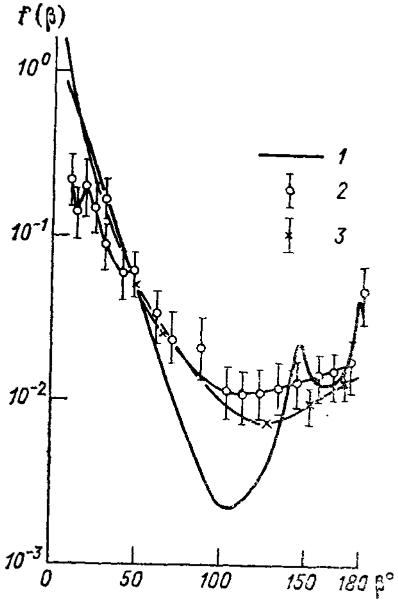


Рис. 4.9. Индикатрисы рассеяния видимого излучения для облаков.

1 — расчетная модель для капельного облака с λ=0,7; *2* — экспериментальная для кристаллов различной формы с размерами от 5 до 200 мкм; *3* — то же с размерами от 0,1 до 45 мкм.

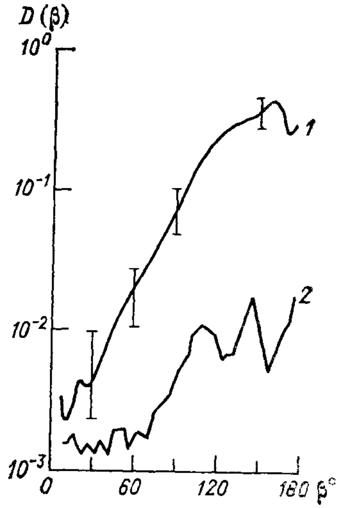


Рис. 4.10. Деполяризация излучения $D(\beta)$ для различных углов рассеяния.

1 — осредненные данные для кристаллов (пластинки и столбики), *2* — капли воды, d_m=1,5 мкм.

сивности рассеяния излучения в области углов от 2 до 40°; наличие максимумов при углах, соответствующих малому (22°) и большому (46°) кругам гало; отсутствие максимума в области углов радиуса (142°). Кроме того, при рассеянии кристаллами следует иметь в виду различие индикатрис рассеяния в разных плоскостях, если существует преимущественная ориентация кристаллов относительно оси облучающего оптического пучка.

Другие компоненты матрицы рассеяния исследованы в настоящее время в меньшей степени. В видимой области спектра расчеты $f_{ij}(\beta)$ для ледяных призм с различным соотношением размеров выполнены в [35]. Результаты имеющихся экспериментальных исследований обсуждены в [5]. На рис. 4.10 воспроизведены результаты измерений деполяризации рассеянного излучения в горизонтальной плоскости при облучении среды поляризованным излучением в той же плоскости. Экспериментальная кривая представляет собой осредненную для кристаллических пластинок диаметрами от 2,5 до 28 мкм и кристаллических столбиков с длиной от 5 до 20 мкм. На этом же рисунке для сравнения приведена угловая зависимость деполяризации для капель воды с диаметром 1,5 мкм. Из рисунка видно, что диапазон изменения величины деполяризации в зависимости от угла рассеяния достаточно большой, что может быть использовано для определения фазового состава туманов и облаков.

В связи с широким использованием лазерного зондирования для определения различных параметров туманов и облаков характеристики рассеяния в обратном направлении представляют особый интерес. Наиболее отличительной характеристикой рассеивающих свойств кристаллов является деполяризация рассеянного назад излучения. Результаты натурных исследований с помощью лидаров показывают, что значение деполяризации рассеянного назад излучения в кристаллических облаках чаще всего составляет 0,3—0,4, а иногда превышает и 0,5 (до 1). Значение деполяризации более 0,5 может быть объяснено упорядоченной ориентацией кристаллов какой-либо сложной формы, но пока не получило подтверждения в имеющихся расчетах, выполненных только для ориентированных пластинок и эллипсоидов вращения. Предельное рассчитанное значение для поляризации составляет 0,4. Тем не менее даже не вызывающие дискуссий рассчитанные и измеренные значения деполяризации рассеянного назад излучения достаточно велики, чтобы эффективно использовать их для идентификации фазового состава облаков.

Оптические модели туманов и облаков. Первые оптические модели туманов и облаков были предложены Дейрменджаном [7] на основании обобщения имевшегося к тому времени экспериментального материала. Для водных облаков были выбраны четыре группы в соответствии с табл. 4.3, в которой указаны принятые характеристики для микрофизической модели (обобщенное гамма-распределение $g(a) = Aa^{\alpha} \exp(-\eta a^{\gamma})$.

Результаты расчета оптических характеристик представлены в [7] в виде таблиц. Для иллюстрации в табл. 4.4 приведены

Таблица 4.3

Характеристики микрофизической модели для четырех групп облаков

Группа облаков	Модальный радиус, мкм	α	η	γ	Назначение модели облака
C_1	4	6	3/2	1	Соответствует кучевым облакам и туманам
C_2	4	8	1/24	3	Объясняет венцы
C_3	2	8	1/3	3	Соответствует перламутровым облакам
C_4	4	8	1/3	3	Объясняет венцы до трех колец

Оптическая модель облака C_1 с параметрами

λ мкм	n	ϰ	K км$^{-1}$ ($N=100$ см$^{-3}$)					
				0	10	20	30	40
0,45	1,340	0	16,33	617 6	125 4	666 4	363 3	189 3
0,70	1,330	0	16,73	267 6	139 4	497*3	260*3	133*3
1,19	1,332	0,00001	17,29	965 5	164 4	702 3	360 3	186 3
1,45	1,318	0,0003	17,63	675 5	176 4	700 3	352 3	182 3
1,61	1,315	0	17,58	539 5	187 4	705 3	352 3	184 3
1,94	1,308	0,0018	18,05	407 5	114 4	670 3	343 3	186 3
2,25	1,290	0,000035	18,36	293 5	243 4	727 3	381 3	200 3
3,00	1,364	0,3060	17,98	315 5	600 4	417 3	127 3	552 3
3,90	1,353	0,0059	20,64	106 5	369 4	823 3	420 3	229 3
5,30	1,315	0,0143	23,87	757 4	429 4	121 4	408 3	182 3
6,05	1,315	0,1370	19,86	827 4	492 4	134 4	338 3	125 3
8,15	1,290	0,0472	18,75	481 4	353 4	160 4	548 3	195 3
10,0	1,219	0,0601	11,18	370 4	299 4	164 4	682 3	253 3
11,5	1,111	0,1831	10,10	294 4	249 4	155 4	753 3	317 3
16,6	1,440	0,4000	16,97	158 4	144 4	110 4	724 3	325 3

Примечания: 1. Четвертая цифра в каждой колонке для $f(\beta)$ указывает
а $f(\beta)/2\pi=14{,}3\cdot10^{-3}=0{,}0143$; 617 6 означает, что $10^3 f(\beta)/2\pi=617\,000$, а $f(\beta)/2\pi=$
2. Звездочкой (*) отмечены величины, относящиеся к углам рассеяния на 5°

Оптическая модель высоко-слоистого облака

λ, мкм	k	k_p						
			0	5	10	20	30	40
0,40	0,993	0,993	142 4	158 1	382 0	140 0	754 1	509 1
0,50	0,996	0,996	911 3	184 1	431 0	120 0	763 1	505 1
0,55	1,000	1,000	755 3	163 1	405 0	117 0	757 1	508 1
0,70	1,006	1,006	470 3	161 1	413 0	132 0	916 1	534 1
0,95	1,022	1,021	257 3	159 1	480 0	218 0	120 0	644 1
1,05	1,022	1,022	212 3	171 1	536 0	245 0	138 0	718 1
1,20	1,033	1,032	162 3	191 1	584 0	290 0	147 0	761 1
1,45	1,037	1,010	112 3	220 1	703 0	313 0	165 0	839 1
1,66	1,049	1,044	861 2	286 1	728 0	339 0	176 0	868 1
1,94	1,055	0,949	636 2	339 1	711 0	301 0	148 0	738 2
2,21	1,070	1,053	497 2	428 1	860 0	354 0	171 0	844 1
2,95	1,061	0,541	276 2	513 1	459 0	611 1	202 1	923 2
3,83	1,114	0,999	171 2	598 1	101 1	283 0	150 0	844 1
4,66	1,119	0,603	114 2	533 1	950 0	102 0	424 1	227 1
5,26	1,174	0,965	922 1	506 1	130 1	280 0	151 0	815 1
6,05	1,168	0,598	688 1	432 1	130 1	131 0	444 1	208 1
7,00	1,278	0,878	535 1	380 1	155 1	267 0	114 0	570 1
11,5	0,876	0,370	189 1	165 1	111 1	289 0	674 1	198 1
15,0	1,131	0,499	119 1	109 1	849 0	340 0	107 0	372 1
20,0	1,330	0,637	741 0	704 0	606 0	343 0	153 0	659 1
30,0	1,245	0,599	390 0	381 0	354 0	266 0	170 0	979 1

Таблица 4.4

микроструктуры: $a_m=4$ **мкм,** $\alpha=6$, $\eta=3/2$, $\gamma=1$

$10^3 f(\beta)/2\pi$											
50	60	70	80	90	100	110	120	130	150	160	180
941 2	453 2	209 2	980 1	538 1	408 3	400 1	734 1	660 1	255 2	235 2	100 3
657*2	326*2	163*2	866*1	544*1	448*1	475 1	716 1	104 2	258 2	241 2	101 3
962 2	504 2	269 2	151 2	920 1	653 1	634 1	814 1	147 2	300 2	264 2	911 2
975 2	531 2	296 2	180 2	106 2	757 1	731 1	918 1	162 2	316 2	279 2	105 3
999 2	553 2	314 2	185 2	118 2	863 1	827 1	104 2	179 2	337 2	304 2	121 3
112 3	570 2	328 2	197 2	127 2	947 1	890 1	111 2	182 2	303 2	283 2	886 2
106 3	580 2	334 2	213 2	136 2	107 2	109 2	145 2	229 2	296 2	299 2	909 2
294 2	180 2	124 2	940 1	772 1	677 1	622 1	591 1	575 1	562 1	562 1	561 1
127 3	730 2	344 2	290 2	206 2	162 2	143 2	147 2	176 2	302 2	441 2	376 2
905 2	491 2	292 2	188 2	135 2	107 2	934 1	906 1	950 1	126 2	161 2	853 1
598 2	320 2	188 2	119 2	819 1	610 1	488 1	417 1	376 1	352 1	337 1	302 1
844 2	438 2	248 2	156 2	106 2	786 1	628 1	544 1	505 1	521 1	505 1	553 1
987 2	447 2	236 2	141 2	926 1	667 1	524 1	445 1	404 1	386 1	406 1	471 1
130 3	577 2	292 2	170 2	113 2	835 1	679 1	594 1	547 1	513 1	513 1	519 1
235 3	130 3	758 2	481 2	334 2	252 2	203 2	174 2	155 2	140 2	140 2	143 2

на количество цифр до запятой. Например: 143 2 означает, что $10^3 f(\beta)/2\pi=14{,}3$,
617 и т. д.
больше указанных в головке.

Таблица 4.5

с параметрами микроструктуры: $\alpha=3$, $\eta=0{,}193$, $\gamma=1{,}30$

$f(\beta)$											
50	60	70	80	90	100	110	120	130	150	160	180
311 1	156 1	640 2	292 2	148 2	103 2	175 2	235 2	183 2	853 2	744 2	513 1
309 1	157 1	643 2	305 2	151 2	992 3	154 2	219 2	237 2	788 2	764 2	533 1
301 1	152 1	626 2	320 2	158 2	943 3	147 2	204 2	259 2	753 2	743 2	514 1
294 1	151 1	677 2	318 2	168 2	104 2	134 2	201 2	297 2	705 2	764 2	438 1
344 1	172 1	793 2	395 2	224 2	156 2	161 2	254 2	397 2	890 2	894 2	454 1
357 1	181 1	844 2	428 2	241 2	177 2	167 2	265 2	461 2	910 2	904 2	445 1
386 1	190 1	926 2	472 2	265 2	191 2	179 2	293 2	509 2	987 2	964 2	465 1
410 1	212 1	105 1	526 2	311 2	211 2	193 2	305 2	628 2	103 1	975 2	392 1
448 1	222 1	113 1	595 2	358 2	250 2	230 2	349 2	741 2	116 1	113 1	472 1
381 1	197 1	998 2	556 2	328 2	223 2	198 2	280 2	627 2	884 2	833 2	264 1
435 1	220 1	119 1	658 2	395 2	275 2	258 2	420 2	976 2	106 1	111 1	492 1
521 2	344 2	247 2	190 2	160 2	141 2	131 2	125 2	122 2	119 2	119 2	119 2
497 1	289 1	174 1	107 1	702 2	542 2	436 2	428 2	546 2	165 1	162 1	395 1
131 1	763 2	504 2	324 2	238 2	178 2	146 2	131 2	123 2	134 2	152 2	141 2
453 1	253 1	146 1	945 2	657 2	499 2	451 2	478 2	593 2	971 2	101 1	169 1
105 1	620 2	369 2	239 2	179 2	136 2	112 2	101 2	931 2	878 3	929 3	774 3
303 1	167 1	102 1	646 2	451 2	339 2	286 2	268 2	268 2	326 2	433 2	279 2
855 2	411 2	228 2	140 2	961 2	719 3	585 3	512 3	481 3	455 3	450 3	454 3
161 1	900 2	568 2	393 2	303 2	252 2	223 2	206 2	196 2	187 2	184 2	186 2
316 1	176 1	113 1	811 2	622 2	509 2	439 2	396 2	367 2	309 2	292 2	303 2
546 1	314 1	193 1	127 1	900 2	685 2	551 2	461 2	396 2	314 2	302 2	308 2

сводные данные для облака C_1. Оптические модели Дейрменджана получили широкое распространение в литературе при решении многих задач по переносу оптического излучения, включая задачи по радиационному режиму.

Новые оптические модели туманов и облаков предложены недавно в монографии [20]. Микрофизическая модель туманов и слоистых облаков задается также гамма-распределением частиц по размерам $g(a)$. Результаты расчетов оптических характеристик представлены в виде таблиц для коэффициентов ослабления (рассеяния) и индикатрисы рассеяния $f(\beta)$. Оптическая модель высоко-слоистого облака воспроизведена в табл. 4.5.

4.3. Оптические свойства тропосферного аэрозоля

Рассмотрим оптические свойства аэрозольных образований в тропосфере, которые принято называть атмосферными дымками (метеорологическая дальность видимости $S_м \geqslant 1$ км). Эти аэрозольные образования являются наиболее типичными для пограничного слоя атмосферы (до высот 0,5 км) и охватывают 90 % времени в большинстве географических районов. Часто понятие атмосферные дымки распространяют и на более высокие слои атмосферы: на слой турбулентного перемешивания (до высот 2—4 км) и вышележащие слои, вплоть до тропопаузы (до высот 10—12 км).

По физическому состоянию воздуха атмосферные дымки соответствуют доконденсационному, когда относительная влажность ниже 100 %. К особому классу следует относить туманную дымку, которая образуется при относительной влажности 90—95 % и имеет коэффициенты ослабления, соответствующие $S_м = 1 \div 4$ км. При туманных дымках на спектральную зависимость коэффициентов ослабления большое влияние оказывает грубодисперсная фракция частиц с радиусом до 5 мкм. Эта фракция частиц, появляющаяся за счет конденсационных процессов при высокой влажности, обусловливает характерный минимум коэффициента ослабления в длинноволновой области спектра (8—10 мкм). Иногда при высокой влажности наблюдается максимум спектральной зависимости коэффициента ослабления в области 0,4—0,5 мкм за счет увеличения размеров основной массы субмикронных частиц [27].

К особому классу аэрозольных образований относится также промышленный аэрозоль (городская дымка и смоги). Отличительные особенности этих образований связаны с высокой поглощательной способностью, т. е. с большой величиной мнимой части комплексного показателя преломления (в видимой области спектра альбедо однократного рассеяния Λ изменяется от 0,5 до 0,65). Большая изменчивость альбедо однократного рассеяния в промышленных районах приводит к большому изменению интенсивности обратного рассеяния (на два порядка при изменении Λ от 0,5 до 0,65), что существенно затрудняет однозначную интерпретацию результатов лазерного зондирования промышленного аэрозоля.

Изложенные в гл. 3 сведения о характере процессов образования и трансформации атмосферных частиц дают представление о большом разнообразии микроструктурного и химического состава частиц при их доконденсационном состоянии. Отсюда понятны трудности описания оптических характеристик и их изменчивости под влиянием внешних условий для столь широкого класса атмосферных образований, как атмосферные дымки (в отличие от облаков и туманов). Более того, при определенной классификации основных типов тропосферного аэрозоля (например, морской, континентальный и т. д.) даже внутри каждого типа реализуется чрезвычайно широкий набор микрофизических и оптических состояний. Тем не менее естественны многочисленные попытки по созданию оптических моделей, соответствующих глобальному распределению тропосферного аэрозоля и по высоте и по географическим районам.

К числу таких попыток в последние годы относится подробная географическая классификация тропосферного аэрозоля, которая выполнена К. Я. Кондратьевым и др. [20]. При этом выделены в качестве самостоятельных аэрозольные образования в аридных и субаридных зонах, в лесных и болотистых районах, в полярных широтах. В основу микрофизической модели положено семейство обобщенных гамма-распределений частиц по размерам, с помощью которых учитывается многофракционный состав тропосферного аэрозоля. Предложенные модели обеспечены всесторонним расчетным материалом оптических постоянных как отдельных компонент, так и всего состава аэрозольных частиц, который моделируется на основании современных и разносторонних экспериментальных данных.

Результаты систематических экспериментальных исследований (в том числе средствами лазерного зондирования) непосредственно оптических характеристик атмосферного аэрозоля, а также результаты исследований микрофизических характеристик и химического состава аэрозолей учтены в глобальной оптической модели В. Е. Зуева и Г. М. Крекова [12], являющейся дальнейшим развитием ранее предложенной [21]. В основу новой оптической модели положены микрофизические данные, усредненные по результатам исследований в рамках ряда крупных комплексных программ последних лет, а также современные данные по оптическим постоянным вещества аэрозолей с учетом их трансформации в поле переменной влажности воздуха. Подробное обсуждение исходных данных, результатов расчета и сама предлагаемая оптическая модель атмосферного аэрозоля в тропосфере, стратосфере и средней атмосфере содержатся в монографии [12]. Здесь представляется целесообразным уделить большее внимание тем особенностям оптических характеристик тропосферного аэрозоля и их физической интерпретации, которые не отражаются в глобальных оптических моделях.

Континентальные дымки. Наиболее разнообразны источники и механизмы образования частиц в континентальных условиях. При этом именно для континентальных районов характерен наиболее широкий диапазон изменения метеорологических параметров атмосферы, который существенным образом определяет трансформацию оптических свойств атмосферных дымок.

В соответствии с имеющимися представлениями, микроструктуру атмосферной дымки можно представить в виде двух основных фракций: субмикронной и грубодисперсной, которые, вообще

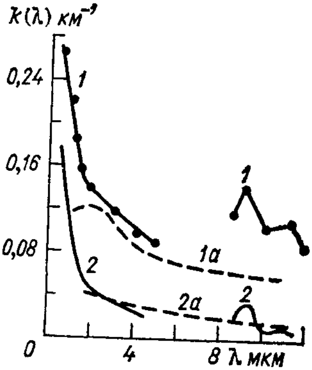


Рис. 4.11. Спектральная зависимость коэффициентов ослабления для континентальной дымки.

говоря, существуют достаточно независимо друг от друга, имеют различный химический состав и по разному реагируют на изменение внешних условий. Основываясь на этих представлениях и исходя из результатов многочисленных экспериментов [10, 11, 32, 38] можно оценить, что субмикронные частицы аэрозоля определяют спектральный ход коэффициентов ослабления и рассеяния в видимой и ближней инфракрасной области спектра до $\lambda = 2$ мкм. Частицы грубодисперсного состава в этой области спектра проявляются в основном в ореольной части индикатрисы рассеяния и благодаря нейтральному ходу коэффициента ослабления $k(\lambda)$ в этом диапазоне определяют только количественные значения соответствующих коэффициентов, не изменяя характер их спектральных зависимостей. При $\lambda > 2$ мкм влияние субмикронных частиц на коэффициенты ослабления и рассеяния перестает ощущаться. Свойства последних в длинноволновом диапазоне зависят в основном от параметров грубодисперсной фракции.

На рис. 4.11 приведены аэрозольные коэффициенты ослабления (кривые *1*, *2*), полученные непосредственно в оптическом эксперименте, и результаты расчета $k(\lambda)$ (кривые *1а*, *2а*) по данным измерения сухой фракции аэрозоля [1]. Причем в микрофизических измерениях данные о частицах с радиусом $a < 0{,}3$ мкм отсутствовали. Из рис. 4.11 видно, что оптические и микрофизические данные хорошо согласуются в спектральном диапазоне 2—5 мкм. Заметное различие этих данных в области $\lambda \leqslant 2$ мкм как раз и показывает, что в этом спектральном диапазоне основные оптические характеристики определяются мелкими частицами. Несоответствие оптических и микрофизических данных в области $\lambda > 8$ мкм объясняется неточностью определения функции распределения частиц по размерам при $a > 4$ мкм вследствие малой их концентрации и неточным значением выбранного при расчетах показателя преломления для этой области. Постоянно наблюдающиеся в этих экспериментах максимумы $k(\lambda)$ в области $\lambda = 8 \div 12$ мкм естественно объяснить поглощением вещества аэрозольных частиц, а не особенностями функции распределения частиц по размерам. Природа поглощения инфракрасного излучения в окнах прозрачности атмосферы на сегодняшний день остается дискуссионной, в том числе и вопрос об аэрозольном поглощении в области $\lambda = 8 \div 12$ мкм.

При анализе оптических характеристик в атмосферных дымках в широком спектральном интервале недостаточно выделять типы оптической погоды по их оптическим признакам только в видимой области спектра. Для коэффициентов ослабления в инфракрасной области спектра и ореольной части индикатрисы рассеяния необходимы дополнительные критерии, так как доминирующую роль в формировании этих характеристик играют частицы грубодисперсной фракции, в то время как оптические свойства атмосферного воздуха в видимой области спектра определяются субмикронными частицами. Такого рода дополнительным критерием в некоторых случаях может служить параметризация дымок по сезонным и географическим признакам. Тогда внутри конкретных, ограниченных по ряду признаков атмосферных ситуаций может существовать определенная статистическая связь между состояниями субмикронной и грубодисперсной фракции, обусловленная типичными для этих условий метеорологическими параметрами атмосферы.

Статистический прогноз оптических характеристик в широком спектральном интервале по измерениям оптических параметров для длин волн видимой области спектра был предложен в [32] на основе экспериментальных исследований коэффициентов аэрозольного ослабления в диапазоне $\lambda = 0{,}59 \div 13$ мкм. В предложенной методике связь между коэффициентом аэрозольного ослабления $k(\lambda)$ и коэффициентом ослабления для $\lambda = 0{,}59$ мкм задается в следующем виде:

$$k(\lambda) = k(0{,}59)\left(h_0 + h_1\lambda^{h_2}\right), \tag{4.8}$$

где h_0, h_1, h_2 — эмпирические коэффициенты. Численные значения коэффициентов h_0, h_1, h_2 для различных дымок приведены в табл. 4.6. Пользуясь формулой (4.8) и эмпирическими коэффициентами h_j достаточно точно (примерно 10 % [32]) удается восстановить средние спектральные зависимости k_λ. В то же время необходимо подчеркнуть, что данные результаты получены для определенного географического района и не могут претендовать на применимость в иных районах без соответствующей экспериментальной проверки.

Таблица 4.6

Значения коэффициентов h_j

Период	Дымка	h_0	h_1	h_2
Зимний	«Ледяная»	0,248	0,447	1,24
	Зимняя	0	0,580	1,24
	Со снегом	0,77	0,145	1,24
Весенне-осенний	Устойчивая	0,04	0,585	1,02
	Туманная	0,116	0,690	0,56
	С моросью	0,275	0,455	1,09
Летний	Радиационного происхождения (после сильного дождя)	0	0,400	1,88
	Устойчивая (с $\lambda=4$ мкм)	0,06	0,360	1,88

Компоненты матрицы рассеяния для континентальных дымок в пограничном слое атмосферы изучены достаточно подробно [27, 29]. Некоторые из результатов, позволившие выделить различные типы оптической погоды, уже были приведены на рис. 4.3. Здесь приведем другой важный результат этих исследований, связанный с обнаруженной корреляционной связью компонент матрицы рассеяния $f_{ij}(\beta)$ и коэффициента рассеяния k_p в видимой области спектра (на длине волны $\lambda=0{,}55$ мкм). Оказалось, что приемлемой для большинства практических оценок точностью (примерно 20 %) все угловые зависимости $f_{ij}(\beta)$ и коэффициенты направленного рассеяния $\mu_{11}(\beta)$ (за исключением ореольной части) могут быть восстановлены по известному значению k_p (или $S_M=3{,}9/k_p$) в рамках единого однопараметрического представления вида

$$\lg \mu_{11}(\beta) = B_{11}(\beta) \lg k_p + C_{11}(\beta),$$

$$f_{ij}(\beta) = B_{ij}(\beta) \lg k_p + C_{ij}(\beta), \qquad (4.9)$$

где $B_{ij}(\beta)$ и $C_{ij}(\beta)$ — эмпирические коэффициенты для соответствующих угловых характеристик.

Соотношения (4.9) свидетельствуют о том, что изменение коэффициентов рассеяния k_p в дымках сопровождается закономерной (в статистическом смысле) трансформацией качественных параметров $\mu_{ij}(\beta)$, т. е. в большинстве случаев изменением комплексного показателя преломления и в гораздо меньшей степени вариаций количества частиц.

Суммируя сведения о субмикронной фракции дымки в континентальных условиях, отметим, что наиболее важным фактором является обнаруженная устойчивость типа распределения и общей концентрации частиц этой фракции в различных ситуациях, т. е. их независимость от происхождения и химической природы частиц. Функция распределения частиц по размерам описывается логнормальным распределением, параметры которого в зависимости от внешних условий изменяются в следующих пределах: $N_0=(2\div\div10)\cdot10^3$ см$^{-3}$; $S=0{,}5\div0{,}7$; $a_m=0{,}031\div0{,}22$. Для грубодисперсной фракции в большинстве атмосферных реализаций также имеет место логнормальное распределение частиц по размерам. Параметры этого распределения варьируют в зависимости от метеорологических условий в следующих пределах: $N_0=0{,}01\div2$ см$^{-3}$; $a_m=2\div3$ мкм; $S=0{,}8\div0{,}9$.

Морские дымки. Для атмосферных дымок океанических районов подробные экспериментальные данные об оптических харак-

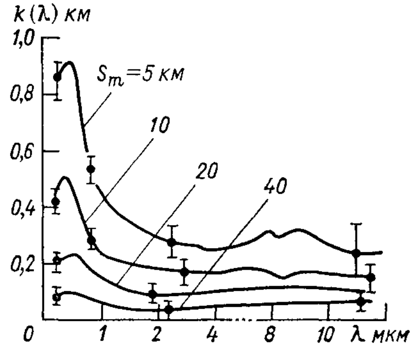


Рис. 4.12. Спектральный ход коэффициентов аэрозольного ослабления в дымках прибрежного района для различных значений $S_м$.

теристиках практически отсутствуют. Исходя из общих представлений о микрофизическом составе атмосферного аэрозоля в морских условиях можно ожидать, что из-за бедности морского воздуха субмикронными частицами дымки должны быть более разряженными, а туманные дымки более крупнодисперсными, чем над материками. Более однородный химический состав аэрозоля над морской поверхностью позволяет предполагать существование закономерной связи между оптическими характеристиками и относительной влажностью воздуха. В морском воздухе роль грубодисперсной фракции частиц в формировании оптических характеристик во всем диапазоне длин волн, в том числе и в видимой области спектра, должна быть выше, чем для континентальных районов. Наличие связи между вариациями количества субмикронных и грубодисперсных частиц, рождающихся над морем в результате действия единого процесса, должно обеспечивать более высокую корреляционную связь между вариациями оптических характеристик в видимой и инфракрасной области спектра.

Комплексные исследования оптических и микрофизических характерстик дымок прибрежных районов проведены в Институте оптики атмосферы СО АН СССР. Статистическая обработка результатов измерений спектральных зависимостей коэффициентов ослабления в дымках прибрежного района показывает, что для оценки $k(\lambda)$ в области длин волн $\lambda=0{,}4\div12$ мкм можно воспользоваться существованием корреляционной связи между $k(\lambda)$ в видимой и инфракрасной области спектра. На рис. 4.12

Таблица 4.7

Коэффициенты ослабления (k), рассеяния ($k_р$) и поглощения ($k_п$) и индикатрисы рассеяния $f(\beta)$ для частиц водного раствора морской соли (влажность 85 %) с гамма-распределением по размерам

λ мкм	k	$k_р$	$k_п$	$f(\beta)$																
				0	1	2,5	5	10	20	40	50	60	80	90	110	130	150	160	170	180
0,2	0,957	0,950	0,007	101 4	105 3	754 1	125 1	477 0	280 0	103 0	583 1	310 1	792 2	493 2	263 2	147 2	231 1	241 1	283 1	185 0
0,3	0,970	0,970	0,000	451 3	112 3	116 2	172 1	558 0	301 0	102 0	559 1	291 1	790 2	467 2	737 2	165 2	341 1	204 1	254 1	110 0
0,55	1,000	1,000	0,000	136 3	771 2	178 2	298 1	697 0	317 0	100 0	549 1	298 1	910 2	561 2	447 2	300 2	267 1	194 1	281 1	703 1
0,7	1,015	1,015	0,000	840 2	579 2	185 2	369 1	801 0	330 0	987 1	536 1	291 1	920 2	579 2	432 2	444 2	222 1	178 1	270 1	575 1
1,0	1,048	1,047	0,001	416 2	342 2	166 2	461 1	959 0	335 0	103 0	570 1	322 1	114 1	740 2	520 2	547 2	236 1	215 1	333 1	585 1
2,0	1,170	1,170	0,000	109 2	103 2	814 1	446 1	143 1	410 0	105 0	582 1	334 1	129 1	902 2	623 2	792 2	177 1	200 1	272 1	350 1
2,5	1,224	1,176	0,048	736 1	714 1	613 1	404 1	164 1	483 0	981 1	501 1	275 1	103 1	725 2	534 2	732 2	109 1	121 1	164 1	181 1
2,7	1,189	0,979	0,210	689 1	671 1	589 1	408 1	174 1	436 0	617 1	287 1	149 1	539 2	379 2	267 2	278 2	266 2	296 2	376 2	305 2
3,0	1,117	0,556	0,561	493 1	481 1	426 1	297 1	117 1	222 0	278 1	139 1	788 2	337 2	249 2	170 2	143 2	135 2	131 2	125 2	126 2
3,4	1,254	1,055	0,199	401 1	394 1	360 1	274 1	135 1	410 0	995 1	573 1	349 1	150 1	107 1	676 2	658 2	121 1	179 1	132 1	161 1
4,0	1,278	1,227	0,051	332 1	328 1	308 1	254 1	149 1	539 0	119 0	645 1	371 1	151 1	108 1	723 2	775 2	142 1	195 1	148 1	167 1
5,0	1,219	1,124	0,095	257 1	255 1	245 1	216 1	144 1	578 0	116 0	593 1	329 1	129 1	915 2	603 2	610 2	927 2	114 1	875 2	948 2
5,5	1,114	1,033	0,081	253 1	252 1	244 1	218 1	152 1	618 0	111 0	543 1	291 1	109 1	768 2	507 2	502 2	674 2	781 2	662 2	700 2
6,2	1,150	0,792	0,358	163 1	162 1	158 1	143 1	104 1	447 0	918 1	475 1	266 1	104 1	724 2	434 2	354 2	381 2	366 2	304 2	329 2
6,5	1,072	0,885	0,187	184 1	183 1	179 1	164 1	122 1	551 0	111 0	556 1	303 1	114 1	793 2	489 2	433 2	532 2	578 2	496 2	532 2
7,2	0,942	0,795	0,147	178 1	177 1	173 1	161 1	124 1	579 0	115 0	563 1	300 1	110 1	756 2	462 2	405 2	477 2	517 2	484 2	517 2
8,5	0,813	0,650	0,163	143 1	143 1	140 1	132 1	106 1	547 0	118 0	591 1	316 1	114 1	777 2	461 2	385 2	424 2	450 2	454 2	483 2
9,0	0,836	0,666	0,170	127 1	127 1	125 1	119 1	976 0	529 0	125 0	642 1	350 1	129 1	882 2	525 2	438 2	480 2	502 2	503 2	538 2
10,0	0,619	0,462	0,157	118 1	118 1	116 1	110 1	919 0	506 0	118 0	594 1	317 1	112 1	746 2	433 2	351 2	370 2	395 2	421 2	443 2
11,0	0,469	0,256	0,213	856 0	834 0	822 0	784 0	658 0	370 0	887 1	445 1	236 1	811 2	534 2	306 2	243 2	244 2	255 2	269 2	277 2
13,0	0,594	0,249	0,345	508 0	508 0	504 0	492 0	443 0	268 0	772 1	422 1	242 1	962 2	662 2	415 2	341 2	334 2	341 2	352 2	357 2
16,0	0,718	0,243	0,475	260 0	260 0	258 0	252 0	230 0	167 0	658 1	399 1	247 1	108 1	790 2	523 2	439 2	424 2	428 2	434 2	437 2
18,0	0,796	0,335	0,461	256 0	256 0	255 0	250 0	233 0	180 0	831 1	539 1	353 1	167 1	123 1	799 2	638 2	594 2	595 2	602 2	607 2
20,0	0,665	0,255	0,410	216 0	216 0	214 0	211 0	198 0	157 0	762 1	502 1	332 1	157 1	116 1	765 2	635 2	613 2	620 2	630 2	634 2

приведены средние значения $k(\lambda)$ при различных метеорологических дальностях видимости S_m [16, 26].

Выполненный в [20] расчет оптических характеристик на основании анализа микроструктуры и солевого состава морского аэрозоля позволил выявить дополнительные особенности в спектральной зависимости коэффициента ослабления. Так, наличие сульфатов в составе аэрозоля обусловливает в спектральной зависимости коэффициентов ослабления максимумы при длинах волн 3,1, 7,15, 9 мкм. Минимальное значение действительной части комплексного показателя преломления морского аэрозоля в области 0,44 мкм приводит к снижению коэффициента ослабления на 20—30 %. Ослабление морским аэрозолем в области спектра $\lambda > 20$ мкм происходит преимущественно за счет механизма поглощения излучения частицами.

Индикатриса рассеяния за счет грубодисперсной фракции морского аэрозоля имеет большую вытянутость в области малых углов рассеяния (по крайней мере, в видимой области спектра). Многолетние исследования прибрежных дымок показали [25], что для больших углов рассеяния в видимой области спектра в целом применимы формулы (4.9), т. е. однопараметрический подход для описания угловых характеристик рассеяния.

Оптическая модель морской дымки для нескольких длин волн по данным [20] приведена в табл. 4.7. Микрофизическая модель морского аэрозоля задается здесь гамма-распределением частиц по размерам $g(a) = Aa^{\alpha} \exp(-\eta a^{\lambda})$, а параметры распределения имеют значения $\alpha = 3$, $\eta = 6$, $\gamma = 0,5$.

4.4. Оптические свойства стратосферного аэрозоля

Стратосферой называется та область атмосферы, которая расположена между тропопаузой (высота 10—12 км) и стратопаузой (высота около 50 км). Присутствие аэрозоля в стратосферном слое атмосферы было замечено по наблюдениям сумеречных явлений уже много столетий назад. Но только во второй половине нашего столетия с применением для исследований баллонов, ракет и ИСЗ складывается достоверная картина распределения и изменчивости стратосферного аэрозоля, в том числе об обнаруженном в 1961 г. Юнге аэрозольном слое на высоте около 20 км. Коэффициент замутненности S (отношение коэффициентов аэрозольного рассеяния и рэлеевского) в слое Юнге достигает 1 , а в более высоких слоях этот коэффициент снижается до 0,1—0,2. Лишь на высоте около 50 км наблюдается еще один максимум коэффициента замутненности, значения которого могут изменяться в пять раз. Эпизодически наблюдаются так называемые перламутровые облака — аэрозольные образования на высоте 25—30 км с концентрацией несколько ледяных частиц в см^3 [17, 22, 31].

Стратосферный аэрозоль состоит из нескольких фракций, отличающихся по микроструктуре и химическому составу. Результаты измерений микроструктуры стратосферного аэрозоля указывают на многомодальный характер функций распределения. На рис. 4.13 приведено распределение частиц по размерам, полученное Биггом с помощью импакторных ловушек на разных высотах [34]. Однако следует с осторожностью относиться к такого рода результатам. В советско-американском эксперименте (Рыльск, 1975 г.) измерения производились одновременно различными методами. Анализ полученных данных указывает на значительные их расхождения: концентрация частиц по данным импактора оказалась существенно ниже, чем по данным фотоэлектрического счетчика [15]. Основные фракции стратосферного аэрозоля и

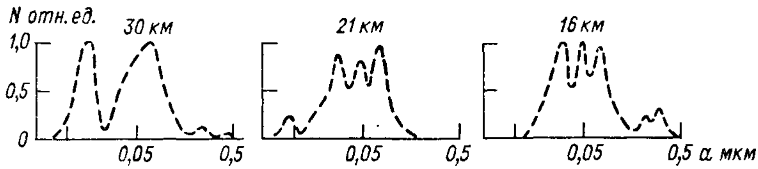


Рис. 4.13. Распределение аэрозольных частиц в стратосфере по аэростатным измерениям (импакторные измерения Бигга).

параметры обобщенного гамма-распределения частиц по размерам даны в табл. 4.8.

Таблица 4.8

Фракции аэрозоля

Фракции аэрозоля	Гамма-распределение
1. Вулканическая	$\alpha=1,\ \eta=15,\ \gamma=0{,}5$
2. Метеоритная	$\alpha=1,\ \eta=9,\ \gamma=0{,}5$
3. Средняя солевая	Суперпозиция гамма-распределений
4. Субмикронная фоновая	$\alpha=1,\ \eta=9,\ \gamma=0{,}5$
5. 75 %-ный раствор H_2SO_4	$\alpha=1{,}8,\ \eta=9,\ \gamma=0{,}5$

Фракции 3 и 4 считаются результатом тропосферно-стратосферного обмена. Фракция 5 образуется непосредственно в стратосфере в результате газохимических превращений SO_2 вулканического и антропогенного происхождения.

Приведенные в табл. 4.8 данные использованы в [20] как модельные для расчетов оптических характеристик.

Результаты анализа имеющихся экспериментальных данных показывают [15], что присутствующая в стратосфере микродисперсная фракция частиц изменяется в меньшей степени, чем субмикронная. Концентрация же грубодисперсной фракции изменяется в пределах трех порядков и не зависит от вулканической деятельности. Отмечен также сезонный ход содержания частиц в стратосфере с максимумом зимой, что объясняется отсутствием переноса аэрозоля в тропосферу в этот сезон.

Вертикальные профили оптической плотности, рассчитанные в [20] для указанных в табл. 4.8 фракций аэрозоля, приведены на рис. 4.14. В соответствии с расчетными данными максимум счетной концентрации располагается на высоте 20 км.

Следует отметить, что согласно результатам измерений [15] в экваториальном поясе этот максимум находится несколько выше (22—23 км), а в полярных районах несколько ниже (17—18 км).

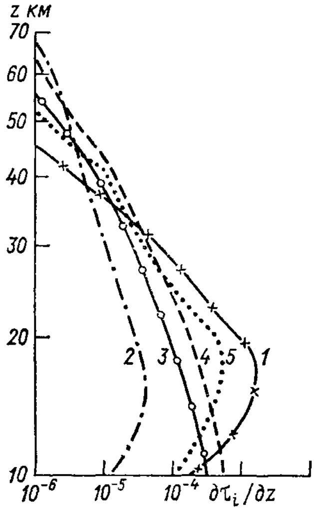


Рис. 4.14. Вертикальные профили оптической плотности на длине волны 0,55 мкм для различных фракций стратосферного аэрозоля (*1—5* — согласно табл. 4.8).

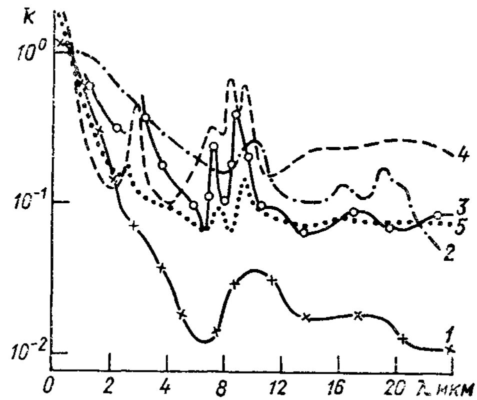


Рис. 4.15. Спектральные коэффициенты ослабления для различных фракций стратосферного аэрозоля (*1—5* — согласно табл. 4.8).

Основной вклад в изменчивость общего содержания аэрозоля вносит слой над тропопаузой, а на высотах более 20 км отмечается высокая стабильность, что можно объяснить существованием устойчивого фона стратосферного аэрозоля.

Спектральная зависимость коэффициентов ослабления по результатам расчетов [20] приведена на рис. 4.15. Величины k нормированы здесь на оптическую плотность при $\lambda=0{,}55$ мкм. Достаточно высокая селективность коэффициентов ослабления для различных фракций аэрозоля обусловлена сложной спектральной зависимостью действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления вещества соответствующих аэрозолей. Так, максимумы коэффициента ослабления на длинах волн 3,1; 7,15 и 9 мкм для солевого аэрозоля обусловлены сильными полосами поглощения сульфата на этих длинах волн.

Суммарный коэффициент ослабления для стратосферного аэрозоля на разных высотах может быть получен по данным рис. 4.15 путем суперпозиции различных фракций аэрозоля в соответствии с их долей в общем содержании (например, по данным рис. 4.14). Приведенные результаты расчета соответствуют средним условиям в стратосфере. При выбросе в стратосферу вулканического аэрозоля резко увеличивается поглощение коротковолнового излучения, а способность поглощать длинноволновое излучение уменьшается. С течением времени эволюция оптических свойств стратосферного аэрозоля происходит за счет образования частиц H_2SO_4 и старения вулканических аэрозолей. При этом поглощательная способность (за счет вулканической фракции) в видимой области спектра уменьшается, а поглощение в длинноволновой области увеличивается.

Поляризационные характеристики рассеянного излучения стратосферным аэрозолем были исследованы [40] средствами лазерного зондирования. Проводя измерения всех четырех параметров Стокса для рассеянного назад излучения на разных высотах (до 25 км) было обнаружено, что при переходе от тропосферы к стратосфере знак четвертого параметра Стокса изменяется на противоположный. При этом на всех высотах остальные параметры Стокса отличны от нуля, а степень поляризации с точностью до 5 % равна 1. Наблюдающиеся эллиптическая поляризация и поворот плоскости поляризации для рассеянного назад излучения оказались тесно связанными с аэрозольными слоями в атмосфере. Возможное объяснение этого экспериментального результата можно искать в специфике рассеяния частицами несферической формы, определенным образом ориентированных, хотя причины такой ориентации в стратосфере пока не ясны.

Суммарная оптическая толща стратосферного аэрозольного слоя не превышает 0,1, что составляет менее $^1/_3$ тропосферного слоя даже в безоблачной атмосфере с высокой видимостью в приземном слое. Влияние такой оптической толщи на ослабление прямого оптического излучения, естественно, не велико. Однако глобальные масштабы, высокое положение и временная стабильность определяют существенное влияние стратосферного аэрозольного слоя на глобальный климат нашей планеты, а изменения состояния этого слоя (за счет выбросов продуктов извержения вулканов, последствий массовых полетов реактивных самолетов и т. п.) приводят к заметному воздействию на климат. Именно эта климатологическая проблема является причиной многочисленных исследований и прежде всего модельных расчетов по влиянию стратосферного аэрозоля на радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности. В отдельных случаях такие исследования направлены на обоснование возможности изменить в разумных пределах климат на обширных пространствах путем воздействия на стратосферный аэрозольный слой [4]. Подробный обзор исследований в этом направлении и анализ результатов этих исследований содержится в монографии К. Я. Кондратьева [19]. Приведем некоторые из полученных в процессе этих исследований результатов, которые представляют несомненный интерес с точки зрения оптических свойств стратосферного аэрозоля.

Влияние стратосферного аэрозоля на потоки коротковолновой (до 2,5 мкм) и длинноволновой солнечной радиации исследовано наиболее детально. Результаты этих исследований показывают, что эффект потепления или выхолаживания атмосферы за счет стратосферного аэрозольного слоя зависит от альбедо подстилающей поверхности, от зенитного угла Солнца, широты и поглощающих свойств аэрозоля. В частности, из расчетов, приведенных в работе [39], следует, что при альбедо подстилающей поверхности $A=0{,}1$ и зенитном угле Солнца $\theta_0=15^\circ$ возрастание концентрации аэрозоля приводит к росту коротковолновой отраженной радиации (эффекту выхолаживания) если вероятность выживания кванта $\Lambda>0{,}88$. Наоборот, при этих же условиях количество уходящей коротковолновой радиации уменьшается, если $\Lambda<0{,}88$. При высоком альбедо поверхности (например, $A=0{,}9$) имеет место эффект потепления независимо от поглощающих свойств аэрозоля. Расчеты Лютера [41] показали, что аэрозольный слой с оптической толщей 0,109 приводит к увеличению поглощенной в стратосфере коротковолновой радиации вдвое. При меньших оптических толщах изменение лучистого притока тепла примерно линейно зависит от содержания аэрозоля.

Влияние стратосферного аэрозоля одновременно на потоки коротковолновой и длинноволновой радиации исследовано в работе [36]. Из этой работы следует, что мелкие ($a \leqslant 0{,}5$ мкм) и и крупные ($a \geqslant 1$ мкм) частицы сильнее влияют на перенос длинноволновой радиации, чем коротковолновой, что приводит к эффекту потепления у земной поверхности. Частицы промежуточных размеров, наоборот, вызывают эффект выхолаживания. С учетом известных данных о том, что размеры частиц с радиусом от 0,1 до 1 мкм являются основными в стратосфере, следует считать эффект выхолаживания определяющим при увеличении содержания стратосферного аэрозоля. В целом влияние стратосферного аэрозоля на глобальный климат нельзя считать надежно изученным. В заключении монографии К. Я. Кондратьева [19] обоснованно отмечается, например, что «до сих пор высказывались лишь отдельные догадки о возможных путях воздействия стратосферного аэрозоля на облака», а это воздействие является наиболее существенным, так как именно облака регулируют главным образом радиационный режим нашей планеты.

4.5. Оптические свойства аэрозоля в верхней атмосфере

Наблюдения показывают, что выше стратопаузы (выше 50 км) еще присутствует атмосферный аэрозоль, достаточный для заметного рассеяния оптического излучения. Уже прошло более 100 лет со дня первых визуальных наблюдений (13 июня 1885 г.) астрономом В. К. Цесарским [3] серебристых облаков, которые по имеющимся на сегодня оценкам располагаются на высоте около 80 км. Современные методы исследований позволяют с большей определенностью и по прямым экспериментальным данным составить представление о микрофизических и оптических свойствах аэрозоля в верхней атмосфере не только для серебристых облаков, но и для других высот собственно земной атмосферы (до 200—300 км), т. е. для мезосферы (предельная высота 80—85 км) и термосферы. Обстоятельные обзоры и критические анализы методов и результатов исследований по оптическим свойствам аэрозоля в верхней атмосфере выполнены в монографиях [22] и [23]. По материалам именно этих монографий ниже излагаются кратко итоги обобщения и анализа современных сведений об оптических свойствах верхней атмосферы.

Вопросы состава и природы аэрозоля в верхней атмосфере в настоящее время представляют, помимо познавательного, важный практический интерес. Это прежде всего связано с практическими задачами освоения космического пространства и обеспечения безопасности космических полетов. Кроме того, это связано с практическими задачами по охране окружающей среды и методам борьбы с загрязнениями атмосферы. Непосредственно оптические свойства верхней атмосферы необходимы для разработки и эффективного применения самих оптических методов исследования как наземных, так ракетных и спутниковых.

Состав аэрозоля в верхней атмосфере определяется основным источником их — метеорными потоками. Метеорные частицы, иногда очень крупные, достигая верхних слоев земной атмосферы, в процессе дробления, плавления и сгорания образуют медленно оседающую метеорную пыль. Сильно изменяющаяся интенсивность метеорных потоков влечет за собой и большие вариации запыленности верхней атмосферы, которые достигают целых порядков величины. Кроме космической пыли, в верхних слоях не исключается возможность самостоятельного образования аэрозольных частиц или обледенения космических пылинок. Подобные гипотезы в отношении природы серебристых облаков существуют и не противоречат наблюдениям [17]. Для слоев атмосферы выше 140 км принято считать, что существование пыли различных размеров обязано только космическому происхождению, т. е. за счет частиц, непосредственно влетающих в атмосферу с космическими скоростями. В слоях атмосферы ниже 140 км могут присутствовать еще и частицы, образовавшиеся в процессе дробления первоначально влетающих метеорных тел. В обоих случаях определенная часть аэрозолей образуется также за счет выхлопов ракет.

Микроструктура и химический состав аэрозоля в верхней атмосфере исследуются как прямыми методами, основанными на регистрации ударов пылинок и сборе метеорного вещества при запусках геофизических ракет и космических аппаратов, так и косвенными методами, основанными на интерпретации измеренных оптических характеристик. Анализ результатов этих исследований показывает, что основная часть аэрозолей в верхней атмосфере представляет собой субмикронные частицы. Модальный радиус частиц в среднем оценивается равным 0,05 мкм. Распределение частиц по массам [22] в интервале масс $M=10^{-6} \div 10^{-11}$ г имеет вид степенной функции $g(M)=M^{-n}$, где $n=0{,}5 \div 0{,}7$. Значение показателя степени при очень малых массах ($M<10^{-14}$ г) увеличивается до 1,3.

По химическому составу частицы представляют собой в основном хондриты или углистые хондриты. Отношение коэффициентов аэрозольного и рэлеевского рассеяния (коэффициент замутненности) в верхней атмосфере достигает достаточно больших значений. Для иллюстрации на рис. 4.16 приведен высотный ход коэффициента замутненности атмосферы $S(z)$, полученный на основании обобщения большого количества данных сумеречных, ракетных и спутниковых наблюдений [23]. Как видно из рисунка, если исключить слои повышенной замутненности (50 и 80 км), то фоновая замутненность постепенно возрастает с высотой от 0,4 до 0,8 (для указанных высот среднее значение $S=0{,}6$). К обобщениям типа, представленного на рис. 4.16, следует относиться с известной осторожностью. Это связано как с большими ошибками исходных данных и их

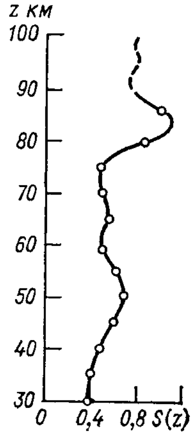


Рис. 4.16. Осредненный высотный ход фоновой замутненности верхней атмосферы при $\lambda=0{,}55$ мкм.

интерпретации, так и с той большой изменчивостью свойств верхней атмосферы, которая ставит под сомнение возможность некоторой фоновой замутненности. Во всяком случае, доверительные интервалы кривой высотного хода коэффициента замутненности имеют тот же порядок величины, что и сами значения средних величин, а случайные вариации коэффициента замутненности могут быть 10 и 15-кратными.

Большие вариации наблюдаются и для спектрального хода коэффициентов аэрозольного рассеяния, который из-за малого модального радиуса частиц в некоторых моделях [42] считается близким к пропорциональности $\lambda^{-3} \div \lambda^{-4}$. Однако из некоторых результатов оптических измерений следует [30], что зависимость коэффициента аэрозольного ослабления от длины волны более слабая ($\sim\lambda^{-1}$), вплоть до нейтральной, что объясняется влиянием поглощения излучения аэрозольными частицами.

Индикатриса рассеяния для верхней атмосферы должна быть близка к рэлеевской, если модальный радиус частиц действительно близок к 0,05 мкм. Результаты измерений подтверждают близость к рэлеевским индикатрисам рассеяния, полученных и по данным сумеречных измерений и по данным ракетных измерений [6]. На рис. 4.17 приведены индикатрисы рассеяния в видимой области спектра ($\lambda=$ 0,55 мкм) для высоты 80 км, построенные по данным сумеречных измерений [37] (кривая *1*) и ракетных [6] (кривая *2*); для сравнения приведена рэлеевская индикатриса рассеяния (кривая *3*). Имеющиеся расхождения измеренных индикатрис рассеяния с рэлеевской могут быть объяснены ошибками измерений.

Поляризация рассеянного излучения верхней атмосферы относится к числу тех оптических характеристик, которые при аэрозольном рассеянии в наибольшей степени отличаются от соответствующих характеристик при рэлеевском рассеянии. Если поляризационная составляющая интенсивности, например, при угле рассеяния $\beta=90°$ для рэлеевского рассеяния близка к нулю, то эта

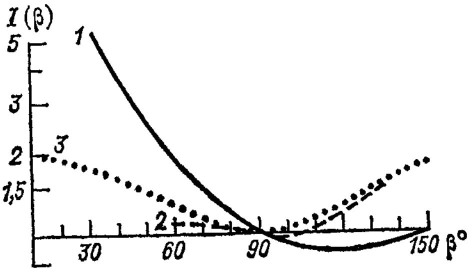


Рис. 4.17. Относительные индикатрисы рассеяния излучения в верхней атмосфере.

же составляющая при аэрозольном рассеянии заметно отличается от нуля. Следовательно, по степени деполяризации рассеянного излучения с высотой в этом случае можно судить о стратификации аэрозоля по высоте. Возможности и результаты их использования при сумеречных измерениях подробно обсуждены в монографии Г. В. Розенберга [28], а обзор последующих исследований в этом направлении дан в [23].

Результаты обобщения данных различных авторов представлены на рис. 4.18. Кривые *1*, *2* и *7—11* построены по данным ракетных измерений, а кривые *3—6* — по данным сумеречных измерений. Существенно, что данные для кривых *7—11* получены при наличии серебристых облаков, а при получении данных для кривых *1*, *2*, *3*, *6* серебристые облака визуально не наблюдались. Резкое уменьшение степени поляризации выше серебристых облаков при ракетных измерениях (кривые *7—11*) объясняется возрастанием вклада неполяризованного эмиссионного излучения. В целом, как видно из рис. 4.18, результаты поляризационных измерений подтверждают данные оптических измерений о меньших замутнениях атмосферы на высотах около 30 км и устойчивом повышенном замутнении на высотах 80—85 км. По результатам измерений степени поляризации рассеянного излучения серебристыми облаками получен модальный радиус частиц около 0,05 мкм и сделан вывод о достаточно узком распределении частиц по размерам.

Оптические характеристики верхней атмосферы получены по данным сумеречных измерений, ограниченных условиями оптически устойчивых дней, по данным ракетных и спутниковых измерений, ограниченных эпизодическими пусками, и по незначительному объему данных прожекторного и лазерного зондирования верхних слоев атмосферы. Поэтому обобщение накопленного материала представляется пока еще весьма сложной задачей, а предложения по оптической модели верхней атмосферы могут рассматриваться как сугубо предварительные. Необходимо также иметь в виду, что даже имеющийся ограниченный экспериментальный материал и теоретические соображения не лишены методических ошибок. Наглядным примером могут служить не подтвердившиеся первоначально полученные данные о повышенной запыленности верхних слоев атмосферы при наземном лазерном зондировании в результате, как было выяснено, неучтенной засветки близлежащими слоями атмосферы.

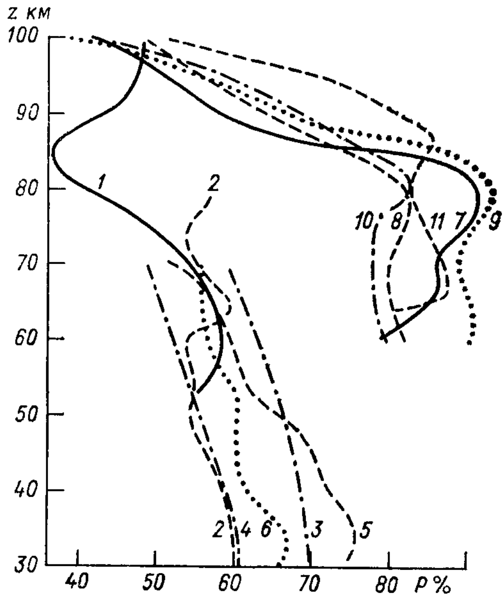


Рис. 4.18. Высотный ход степени поляризации рассеянного излучения в верхней атмосфере по осредненным данным различных авторов.

Имеются методические трудности однозначного учета фоновой засветки при оптических измерениях ракетными и спутниковыми методами. Трудно точно оценить влияние многократного рассеяния при сумеречных измерениях. В результате имеющиеся расхождения полученных данных нельзя относить только за счет пространственно-временной изменчивости свойств верхней атмосферы. Эти данные, как правило, не свободны от значительных систематических и случайных ошибок измерений или обработки результатов измерений. Что касается физико-химических характеристик верхней атмосферы, то их определение по данным измеряемых для этих высот оптических характеристик дополнительно еще связано с решением обратных задач, относящихся к числу некорректных и во многих случаях не имеющих строгого математического обеспечения.

Таким образом, исследования оптических свойств верхней атмосферы довольно сложны в методическом отношении, а имеющиеся результаты являются скорее предварительными и нуждаются как в статистическом, так и в математическом обеспечении решения обратных задач.

Часть третья

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРНОМ АЭРОЗОЛЕ

ГЛАВА 5. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРНОМ АЭРОЗОЛЕ

В настоящей главе обсуждаются общие проблемы распространения оптического излучения в атмосферном аэрозоле, включающие в себя энергетическое ослабление излучения, перенос пространственных частот (проблемы видимости), перенос временных частот (распространение импульсов оптического излучения) и некоторые другие. При этом более подробно рассмотрены результаты, которые представляют интерес для широкого практического использования. Вместе с тем, обращается внимание и на те аспекты проблемы, которые относятся пока к результатам поисковых исследований и интересны заманчивой перспективой открытия новых эффектов или закономерностей.

5.1. Энергетическое ослабление оптического излучения

Среди многочисленных исследований по энергетическому ослаблению в атмосферном аэрозоле можно выделить два основных направления. Первое связано с исследованиями спектральной зависимости прозрачности атмосферы. При этих исследованиях, относящихся, как правило, к слабо замутненной атмосфере, результатом являются количественные данные о величинах спектральной прозрачности аэрозольных образований или коэффициентов аэрозольного ослабления (рассеяния, поглощения). Последние при известной аэрозольной составляющей прозрачности атмосферы $T_{\text{а}}$ определяются простым логарифмированием величины $T_{\text{а}}=\exp(-kL)$, где L — длина трассы. Основная трудность при экспериментальных исследованиях в реальной атмосфере здесь состоит в разделении составляющих прозрачности атмосферы за счет аэрозольного ослабления и одновременно действующего молекулярного поглощения. Данный вопрос обсуждался в монографии [8]. В целом результаты исследований этого направления составляют важный раздел оптических свойств атмосферного аэрозоля и рассмотрены нами в гл. 4.

Второе направление исследований связано с законами затухания оптического излучения в аэрозольных образованиях, основная особенность которых состоит в том, что наряду с ослаблением прямого излучения в большинстве практических случаев по экспоненциальному закону (закону Бугера) в направлении вперед распространяется и часть рассеянного излучения. В общем случае учет последнего возможен путем решения уравнения переноса измерения, а в приближении однократного рассеяния удается получить относительно простые формулы в виде поправок к закону Бугера. Подробно вопросы учета рассеянного излучения дисперсными средами при описании энергетического ослабления рассмотрены в гл. 2. Все описанные в этой главе результаты применимы и к атмосферному аэрозолю, как к одному из частных случаев дисперсных сред.

Здесь мы подробнее рассмотрим условия и границы применимости закона Бугера для затухания прямого излучения в атмосферном аэрозоле. Будем иметь в виду, что атмосфера представляет собой одновременно поглощающую, рефракционную и турбулентную среду.

Условия применимости закона Бугера. Открытый Бугером экспоненциальный закон затухания для интенсивности (яркости) коллимированного монохроматического оптического пучка в поглощающих и рассеивающих средах впоследствии подвергался многократным проверкам. Для поглощающих сред этот закон подробно обсуждался Ламбертом (1760 г.) и экспериментально проверялся Беером (1852 г.). Фундаментальные исследования условий применимости закона Бугера для поглощающих сред были проведены С. И. Вавиловым с сотрудниками. Эти условия сформулированы следующим образом [1]:

1) отсутствует собственное свечение в исследуемом интервале длин волн;

2) отсутствует индуцированное свечение среды (нет долгоживущих возбужденных состояний);

3) имеет место строгая монохроматичность излучения.

Выполненные позднее теоретические и экспериментальные исследования для поглощающих и рассеивающих сред показывают, что к перечисленным выше условиям необходимо добавить еще два [9]:

4) мощность потока оптического излучения невелика;

5) длительность распространяющихся в среде оптических импульсов не очень мала.

Оба дополнительных условия связаны с необходимостью учета нелинейного взаимодействия оптического излучения с веществом. При большой мощности оптического потока (10^5 Вт/см^2) возникают: многофотонные эффекты, приводящие к пробою в газах; спектроскопические эффекты насыщения, вызывающие частичное просветление газов; эффекты самофокусировки оптических пучков, вызываемых зависимостью коэффициента преломления среды от мощности потока излучения и др. При малой длительности оптических импульсов (10^{-8} с) либо изменяются условия для проявления нелинейных эффектов, либо возникают новые явления, приводящие к отклонению ослабления от закона Бугера.

Существенно, что все перечисленные выше условия применимости закона Бугера остаются в силе и для дисперсных сред. Причем они должны выполняться при взаимодействии оптического излучения как с веществом среды, так и с веществом самих рассеивателей. Кроме того, для дисперсных сред, включая и атмосферный аэрозоль, применимость закона Бугера в его обычной форме требует выполнения еще трех условий [12]:

6) эффекты многократного рассеяния пренебрежимо малы;

7) число частиц в рассеивающем объеме $N \gg 1$;

8) отсутствуют кооперативные эффекты, в том числе каждая частица в системе рассеивает излучение независимо от присутствия других.

Условие, связанное с эффектами многократного рассеяния, теоретически исследованное Г. В. Розенбергом [24], следует непосредственно из уравнений переноса излучения. При этом необходимо иметь в виду, что роль эффектов многократного рассеяния зависит не только от оптических свойств аэрозоля, но и от параметров эксперимента. При небольших оптических толщах соответствующее рассмотрение может быть проведено на основании формул теории однократного рассеяния. При больших оптических толщах становится существенным влияние рассеяния более высоких кратностей, когда введение поправок к закону Бугера по формулам однократного рассеяния теряет смысл. В этом случае закон затухания интенсивности оптического излучения следует полностью определять из уравнения переноса излучения.

Седьмое и восьмое условия в том числе и условие независимого рассеяния, подробно обсуждались нами в гл. 2. Анализ показывает, что в атмосферных условиях при любых известных естественных и большинстве искусственных замутнений расстояние между рассеивателями не меньше 5 их диаметров и, следовательно, условия применимости закона Бугера по плотности частиц для естественного атмосферного аэрозоля всегда выполняются.

При экспериментальных исследованиях аэрозольного ослабления в реальной атмосфере необходимо иметь в виду еще один фактор ослабления интенсивности оптических пучков. Этим фактором является рассеяние оптического излучения турбулентными неоднородностями атмосферы, которое приводит к деформации узкого пучка за счет флуктуаций амплитуды и фазы волны. При малой приемной апертуре, не обеспечивающей полный перехват пучка, расширение последнего будет эквивалентно дополнительному затуханию его интенсивности. При этом в частном случае слабой турбулентности и горизонтальных трасс затухание средней интенсивности с расстоянием можно приближенно описать экспоненциальным законом [12]

$$\bar{I}/I_0 = e^{-k_т L}, \qquad (5.1)$$

где $k_т = 0{,}40\, k_\lambda^2 C_n^2 d^{5/3}$ и может быть истолкован как коэффициент ослабления, зависящий от волнового числа $k_\lambda = 2\pi/\lambda$, структурной характеристики показателя преломления C_n^2 и диаметра приемного объектива d (при дифракционном угловом расширении). Оценки по формуле (5.1) в видимой области спектра ($\lambda = 0{,}63$ мкм) и при слабой турбулентности ($C_n^2 = 5 \cdot 10^{-16}$ см$^{-2/3}$) дают значения $k_т$ около 2 км$^{-1}$ при $d = 10$ м и около 0,04 км$^{-1}$ при $d = 1$ м.

В общем случае снижение интенсивности оптического пучка вблизи оси для турбулентной атмосферы зависит от расстояния сложным образом, и формула (5.1) не выполняется. Поэтому при экспериментальных исследованиях с малым угловым разрешением (больших диаметрах приемного объектива) применение закона Бугера для обработки данных требует специального анализа влияния турбулентной атмосферы. Таким образом, в реальной атмосфере условия применимости закона Бугера должны быть дополнены еще одним:

9) влияние турбулентного расширения оптического пучка пренебрежимо мало.

Аналогичное условие следует сформулировать и для учета регулярной оптической рефракции, которая также вызывает изменение сечения оптического пучка и длину его трассы:

10) оптическая рефракция вдоль трассы несущественно влияет на ослабление интенсивности оптического пучка.

Границы применимости закона Бугера. Многократное рассеяние атмосферным аэрозолем является практически наиболее важной причиной, приводящей к отклонению закона затухания интенсивности оптического излучения от экспоненциального. Эта причина, связанная с регистрацией рассеянного в направлении приемника оптического излучения, всегда существует при оптических измерениях в реальной атмосфере. Поэтому количественный учет доли рассеянного излучения, попадающей в приемник, одинаково необходим и при спектрофотометрии Солнца по наклонным трассам, и при фотометрических измерениях диффузных и направленных источников излучения на горизонтальных трассах. При этом такой учет необходим независимо от выполнения всех других условий применимости закона Бугера.

Границы применимости закона Бугера при спектрофотометрии солнечного излучения в атмосфере были определены в [4] на основании обобщения обширного экспериментального и теоретического материала. Анализу был подвергнут материал, относящийся прежде всего к низкому положению Солнца, когда измеряемая оптическая толща атмосферы становится максимальной. В результате такого анализа для заданных длин волн (в видимой и ультрафиолетовой областях спектра) определялись те критические значения оптической толщи атмосферы $\tau^*_{кр}$, при которых наблюдались заметные отклонения от закона Бугера. Для зависимости величины $\tau^*_{кр}$ от угла зрения приемника Ψ было получено следующее эмпирическое соотношение:

$$\lg \tau^*_{кр} = -0{,}04 (\lg \Psi)^2 - 0{,}087 \lg \Psi + 0{,}32. \qquad (5.2)$$

Если в процессе измерений величина $\lg \tau^*$ оказывается при заданном угле зрения приемника Ψ больше $\lg \tau^*_{кр}$, то она не удовлетворяет закону Бугера. Таким образом, критерий применимости закона Бугера определяется при спектрофотометрии Солнца неравенством

$$\lg \tau^* \leqslant \lg \tau^*_{кр}, \tag{5.3}$$

где величина $\lg \tau^*_{кр}$ определяется формулой (5.2).

Критерий (5.3) позволяет заранее выбрать спектральный диапазон длин волн и оптические толщи атмосферы, в пределах которых измеренная спектральная прозрачность всей атмосферы описывается законом Бугера.

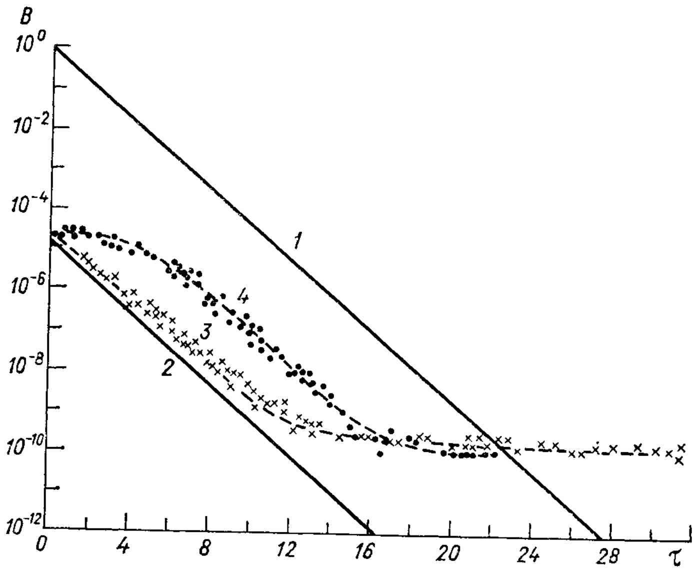


Рис. 5.1. Границы применимости закона Бугера для узких оптических пучков.

Количественные данные для границ применимости закона Бугера при распространении узких оптических пучков в атмосферном аэрозоле впервые были получены в [13, 30] и подробно обсуждены в монографии [12]. Основной результат измерений с узким пучком от гелий-неонового лазера на длине волны 0,63 мкм (геометрический диаметр пучка 8 мм, угловое расхождение 6 мин), полученный в камере искусственных туманов (для туманов парения), показан на рис. 5.1. Прямая *1* в полулогарифмическом масштабе рисунка соответствует экспоненциальному ослаблению интенсивности по закону Бугера, прямая *2* — экспоненциальному закону ослабления фонового излучения от лазера. Кривые *3* и *4* являются результатами измерений для туманов парения и древесных дымов соответственно. Как видно из рисунка, ослабление интенсивности лазерного пучка совпадает с экспоненциальным законом затухания до оптических толщ $\tau = 22$, а интенсивность рассеянного излучения на глубине и далее уменьшается очень слабо.

Последующие экспериментальные исследования в лабораторных условиях позволили выявить зависимость границ применимости закона Бугера от оптических свойств среды и от ряда условий эксперимента, в том числе от угловой расходимости пучка и угла зрения приемной системы. На основании результатов обработки экспериментальных данных [12] для оценки $\tau_{гр}$, определяющей границу применимости закона Бугера, была предложена эмпирическая формула вида

$$\tau_{гр} = -5 \lg kd + b, \tag{5.4}$$

где k — коэффициент ослабления, d — диаметр пучка в $м^{-1}$, b — эмпирический параметр, зависящий от оптических свойств среды, угла зрения приемной системы и расходимости пучка. Из подробных измерений для молочной среды значение параметра b оказалось равным 18.

Наряду с многократным рассеянием, важными причинами отклонения закона затухания интенсивности от закона Бугера в атмосферном аэрозоле являются также соответствующие нелинейные эффекты, результаты исследований которых выходят за рамки данной монографии и обсуждены в монографиях [10] и [11].

5.2. Видимость в земной атмосфере

Проблема видения (инструментальная или визуальная) удаленных объектов через атмосферу относится к числу тех, решение которых связано в основном с решением задач аэрозольного рассеяния. Именно аэрозольное ослабление яркости наблюдаемых объектов $B_{об}$ является наиболее изменчивым фактором в земной атмосфере как вне полос молекулярного поглощения (в таких спектральных областях и проводятся обычно наблюдения), так и в областях спектра со слабым поглощением. Кроме того, при аэрозольном рассеянии формируется тот фон рассеянного излучения от объекта или других источников, на котором наблюдается объект. Яркость фона рассеянного излучения $B_ф$ также изменяется в широких пределах в зависимости от оптических свойств атмосферного аэрозоля. Естественно поэтому, что яркостный контраст (абсолютный $\Delta B = B_ф - B_{об}$ или относительный $\Delta B/B$) является не только искомым параметром в теории видения, но и измеряемым параметром в качестве объективного индикатора оптических свойств атмосферного аэрозоля.

Исходные уравнения. Решение проблемы оптического видения через атмосферный аэрозоль, как и в дисперсных средах вообще, сводится к решению уравнения переноса оптического изображения, которое нами уже обсуждалось (см. гл. 2). Его строгое решение в настоящее время пока не получено, а при решении уравнения видения через атмосферный аэрозоль возникают дополнительные трудности, связанные с необходимостью учета рассеянного излучения от посторонних источников и прежде всего рассеянного и отраженного подстилающей поверхностью солнечного излучения (в дневных и сумеречных условиях). Лишь для небольшого числа частных случаев удается сформулировать теоретические основы для видения через атмосферный аэрозоль.

Ниже приводится вывод формул для видения оптического горизонта, наблюдаемого с земной поверхности, и вывод основного соотношения для зависимости метеорологической дальности видимости от коэффициента аэрозольного ослабления, широко используемой в атмосферной оптике. В обоих случаях речь идет о видении вдоль горизонтальной трассы и предполагается, что атмосфера и подстилающая поверхность вдоль всей трассы однородны. При этом предположение об однородности горизонтальных трасс является обычным при решении подобных задач и оправдано для длин трасс, значительно превышающих размеры локальных неоднородностей, с ошибкой не более дисперсии неоднородностей. Типичной для реальных условий является и вертикальная однородность атмосферы в пределах нескольких десятков метров, где обычно проходит линия визирования при наблюдениях по горизонтальным приземным или приводным трассам.

Для получения искомых формул будем, следуя [19], исходить из уравнения переноса излучения в интегральной форме, имеющего вид

$$B\left(l, \vec{w}\right)=B_0 \exp\left[-\int_0^l k(l')\,dl'\right]+\int_0^l k(l')\left\{\frac{k_{\text{п}}(l')}{k(l')}B_{\text{ачт}}(T_{\text{а}})+\right.$$

$$\left.+\frac{k_{\text{р}}(l')}{4\pi k(l')}\int f\left(l', \vec{w}, \vec{w}'\right)B\left(l', \vec{w}'\right)d\vec{w}'\right\}\exp\left\{-\int_0^l k(l'')\,dl''\right\}dl', \quad (5.5)$$

где $B(l, \vec{w})$ — спектральная яркость атмосферы на трассе наблюдения в точке l и направлении $\vec{w}$; $k(l)=k_{\text{п}}(l')+k_{\text{р}}(l)$ — коэффициенты ослабления, поглощения и рассеяния соответственно; $B_{\text{ачт}}(T_{\text{а}})$ — яркость абсолютно черного тела (по Планку) при температуре атмосферы $T_{\text{а}}$; $f(l', \vec{w}, \vec{w}')$ — индикатриса рассеяния. Первое слагаемое в правой части уравнения описывает экспоненциальное ослабление яркости наблюдаемого объекта B_0, второе — яркость атмосферы, обусловленную рассеянным излучением как от объекта, так и от посторонних источников, на расстоянии l от объекта.

Если объектом наблюдения служит однородная по трассе подстилающая поверхность (при наблюдении видимого горизонта), то влияние фона рассеянного от объекта излучения будет одинаковым по всей трассе. А при наблюдении плоскости в дневное время (при визуальных измерениях метеорологической дальности видимости) влияние этого эффекта будет пренебрежимо малым по сравнению с рассеянным и отраженным от подстилающей поверхности солнечным излучением. В обоих случаях для однородно освещенной атмосферы (ясное небо или сплошная облачность) яркость атмосферы, определяемая выражением

$$S = \frac{k_п}{k} B_{ачт}(T_а) + \frac{k_р}{4\pi k} \int f(\vec{w}, \vec{w}') B(\vec{w}') d\vec{w}', \tag{5.6}$$

не будет зависеть от l'. Следовательно, величину S в уравнении (5.5) можно вынести за пределы интеграла, тогда это уравнение приобретает вид

$$B(l) = B_0 e^{-kl} + S(1 - e^{-kl}). \tag{5.7}$$

Его по аналогии с уравнением лазерного зондирования (локации) можно назвать уравнением пассивного зондирования (локации)

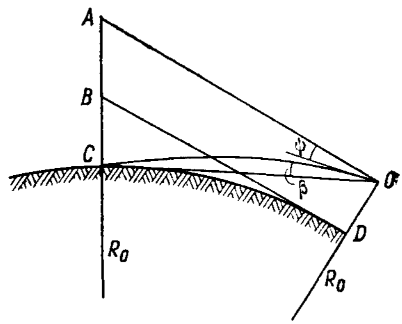


Рис. 5.2. Геометрическая схема наблюдения горизонта.

однородной атмосферы. Именно это уравнение используется в различных методах измерения параметров атмосферы с помощью спектрофотометров и радиометров для регистрации яркости атмосферы и подстилающей поверхности.

Анализ (5.7) показывает [19], что при погрешностях фотометрирования 5—10 % влиянием облачности, создающей переменную освещенность вдоль трассы наблюдения, на измеряемую яркость атмосферы можно пренебречь. Расчетные приближенные оценки при этом согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Несущественным оказывается и влияние затенения объектом фотометрируемой трассы.

Как интересное следствие уравнения (5.7) получим, следуя [18], формулы для наблюдаемого оптического горизонта в атмосфере, часто называемого видимым горизонтом. Существенная зависимость характеристик последнего от оптических свойств атмосферы уже давно используется для определения оптической рефракции над морской поверхностью (по наклонению горизонта), для определения коэффициента ослабления атмосферы (по размытию линии горизонта) и для решения ряда других практических задач. Определим линию наблюдаемого горизонта как область максимальной скорости изменения яркости при изменении угла наблюдения (рис. 5.2). Для расстояния $l = OC$ из рис. 5.2 следует, что

$$l = \frac{AB + BC}{\psi + \beta} = \frac{h + l^2/2R_0}{\psi + \eta l/2R_0}, \tag{5.8}$$

где β — угол рефракции, $R_0=6371$ км — средний радиус Земли, h — высота наблюдения. Вводя обозначение $R=R_0(1-\eta)$, где η — коэффициент рефракции, для угла визирования ψ из (5.8) получаем

$$\psi = \frac{h}{l} + \frac{l}{2R}. \tag{5.9}$$

Используя (5.8), (5.9) и (5.7) для скорости изменения яркости $dB/d\psi$ имеем

$$\frac{dB}{d\psi} = \frac{\partial B}{\partial l}\frac{\partial l}{\partial \psi} = k\,(B_{\text{пп}} - S)\,e^{-kl\,(\psi)} \times$$

$$\times R\left(\sqrt{R^2\psi^2 - 2hR} - \psi R\right)/\sqrt{R^2\psi^2 - 2hR}, \tag{5.10}$$

где k — коэффициент ослабления, $B_{\text{пп}}$ — яркость подстилающей поверхности, а S — яркость бесконечно протяженного слоя атмосферы (при $l=\infty$).

Формула (5.10) учитывает влияние как рассеяния, так и рефракции оптического излучения. Из нее следуют формулы для двух частных случаев, соответствующих условиям слабого и сильного замутнения атмосферы.

При слабом замутнении атмосферы на малых высотах наблюдения знаменатель в (5.10) может оказаться близким к нулю, т. е. величина $dB/d\psi$ устремляется в бесконечность. В этом случае наблюдается чисто рефракционный горизонт и угол визирования на него $\psi_{\text{р}}$ совпадает с наклонением видимого горизонта:

$$\psi_{\text{р}} = \sqrt{2h\,(1-\eta)/R_0}. \tag{5.11}$$

С увеличением замутнения атмосферы появляется второй горизонт, который с дальнейшим увеличением коэффициента ослабления становится основным и имеет угол визирования на него ψ_k, определяемый уравнением

$$\frac{\partial^2 B}{\partial \psi^2} = \psi^3 - \psi\frac{kh}{2} - \psi\frac{2h}{R} + \frac{kh^2}{R} + \frac{h}{2R^2k} = 0. \tag{5.12}$$

При условии $2k^2Rh \gg 1$ из этого уравнения следует формула

$$\psi_{\text{к}} \approx kh/2, \tag{5.13}$$

которая используется при измерениях k по размытию линии именно этого видимого горизонта.

Необходимо отметить, что влияние условий распространения оптического излучения в атмосфере на видимый горизонт не ограничивается рассмотренными выше факторами. За счет рассеяния локальными аэрозольными образованиями или отражения излучения от водной поверхности могут наблюдаться дополнительные «ложные» линии горизонта. Поэтому при практическом использовании формул (5.11) или (5.13) эти факторы следует учитывать.

Метеорологическая дальность видимости. Используя уравнение (5.7), получим формулу для метеорологической дальности видимости, которая является фундаментальным результатом теории видимости (визуального видения) протяженных объектов [3]. С этой целью запишем уравнение (5.7) для яркости объекта B_0', наблюдаемого через толщу атмосферы l, и для яркости атмосферы $B_ф'$ в точке l, наблюдаемой через ту же толщу:

$$B_0' = B_0 e^{-kl} + S\left(1 - e^{-kl}\right),$$
$$B_ф' = B_ф e^{-kl} + S\left(1 - e^{-kl}\right). \tag{5.14}$$

Обозначая через $K_0 = (B_ф - B_0)/B_ф$ первоначальный контраст между яркостями объекта и атмосферы, для наблюдаемого контраста $K = \left(B_ф' - B_0'\right)/B_ф$ из (5.14) получим соотношение

$$K = \frac{(B_ф - B_0)\, e^{-kl}}{B_ф e^{-kl} + S\left(1 - e^{-kl}\right)} = \frac{K_0}{1 + S\left(e^{-kl} - 1\right)/B_ф}, \tag{5.15}$$

из которого следует, что величина K уменьшается с удалением от объекта и может достичь минимально наблюдаемого порогового значения $K(l_п) = \varepsilon$. Величина $l_п$ определяет дальность видимости реального объекта, наблюдаемого на реальном фоне в атмосфере.

Под метеорологической дальностью видимости $S_м$ понимают такое расстояние $l_п$, на котором теряется видимость абсолютно черной поверхности, имеющей на этом расстоянии угловые размеры не меньше 0,3° и проектирующейся на фоне у горизонта. В этом случае величина $B_0 = 0$, а $B_ф = S$. Подставляя в (5.15) пороговое значение контраста ε вместо K и $S_м$ вместо $l_п$, получаем

$$S_м = \frac{\ln 1/\varepsilon}{k} = \frac{3{,}9}{k}, \tag{5.16}$$

где пороговое значение различаемого глазом контраста ε принято равным 0,02 (2 %).

Формула (5.16) впервые была получена Кошмидером (1925 г.) на основании развитой им теории видимости. Дальнейшее развитие эта теория получила в работах В. В. Шаронова, А. А. Гершуна, а также В. А. Гаврилова [3] и др. В основе этой теории лежит уравнение, определяющее зависимость яркости объекта и атмосферы от расстояния и полностью совпадающее по форме с уравнением (5.7), но полученное из рассуждений в рамках теории однократного рассеяния. Отсутствие строгого учета многократного рассеяния при первоначальном выводе (5.7) иногда служило (и служит) поводом для уточнения этого уравнения за счет «вклада многократного рассеяния». Приведенный здесь вывод уравнения (5.7) непосредственно из уравнений переноса излучения показывает, что это уравнение не нуждается в каких-либо дополнительных уточнениях за счет «вклада многократного рассеяния».

Формула (5.16) широко используется в практике метеорологических наблюдений, а величина $S_м$ является основным (и единственным, к сожалению) параметром оптического состояния атмосферы в приземном слое, наблюдаемым на широкой сети гидрометслужбы. При широко используемых в последние годы инструментальных методах измерения непосредственно прозрачности атмосферы (коэффициентов ослабления) приборы также часто градуируются в единицах $S_м$ по формуле (5.16).

Видимость узких оптических пучков. Уже первые эксперименты по изучению прохождения слаборасходящихся пучков лазерного излучения с малым диаметром привели к неожиданному результату [13, 30], а именно к обнаружению сохранения наблюдаемого

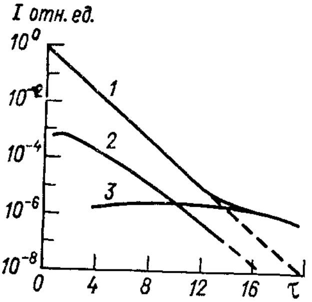


Рис. 5.3. Зависимость яркостей лазерного источника (*1*) и рассеянного фона при однократном (*2*) и многократном (*3*) рассеянии от оптической толщи.

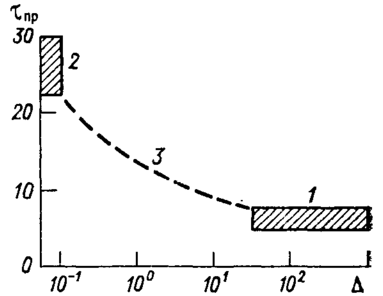


Рис. 5.4. Зависимость предельной оптической толщи сохранения яркостного контраста от оптического диаметра оптического пучка.

контраста между яркостями прямого и рассеянного вперед лазерного излучения при распространении последнего на большие оптические глубины в мутных средах. Последующие работы позволили интерпретировать полученный результат как объективную закономерность переноса яркостного контраста для оптических пучков с малой угловой расходимостью и малым диаметром, а сам результат использовать в одном из способов ориентирования при ограниченной видимости в атмосфере путем наблюдения «навстречу лучу» [14].

Результаты экспериментальных исследований распространения лазерного излучения для схемы измерений, соответствующей схеме наблюдения «навстречу лучу», представлены на рис. 5.3. Они получены в лабораторных условиях (для молочных сред) по методике, обеспечивающей раздельное измерение интенсивности (яркости) прямого излучения пучка, а также однократно рассеянного и многократно (без однократного) рассеянного излучения.

Как видно из рис. 5.3, яркость фона однократно рассеянного излучения (кривая *2*) во всем исследованном диапазоне оптических глубин остается существенно меньше яркости прямого излучения (кривая *1*). Это значит, что для узкого лазерного пучка (в рассматриваемом случае угловая расходимость 6′, диаметр 8 мм, длина волны 0,63 мкм, толщина рассеивающего слоя 30 см) контраст между яркостями прямого и однократно рассеянного излучения остается высоким во всем диапазоне измеренных оптических толщ. И только яркость многократно рассеянного излучения (кривая *3*), медленно изменяясь с ростом оптической толщи, становится на больших глубинах (дальностях) равной яркости прямого излучения и, следовательно, обусловливает исчезновение контраста между источником излучения и фоном.

Результаты обобщения экспериментальных данных, полученных авторами для лазерных пучков и одновременно А. П. Ивановым с сотрудниками [15] для тепловых источников, позволяют наглядно проследить зависимость предельной оптической толщи $\tau_{пр}$, при которой исчезает яркостный контраст оптического пучка, от различных условий наблюдения. На рис. 5.4 приведен пример такого обобщения для зависимости $\tau_{пр}$ от оптического диаметра оптического пучка. Область *1* на этом рисунке соответствует известным экспериментальным условиям наблюдения больших светящихся объектов, для которых $\tau_{пр}$ оценивается равной 5—7. Область *2* соответствует условиям наблюдения узких лазерных пучков [13, 30], для которых $\tau_{пр}$ превышает 20. Область *3* соответствует промежуточным условиям наблюдения и, как видим, промежуточным значениям $\tau_{пр}$.

Таким образом, принципиально важная закономерность для способа ориентирования путем наблюдения «навстречу лучу» качественно состоит в том, что, чем меньше угловая расходимость и оптический диаметр лазерного пучка, тем меньше яркость фона многократно рассеянного излучения и соответственно тем больше предельная дальность сохранения яркостного контраста пучка. Преимущество лазерного пучка перед другими источниками излучения (точечными и прожекторными) определяется высокой концентрацией оптической энергии в малом угловом растворе при малом диаметре пучка.

Количественные оценки, основанные на численных расчетах с применением метода Монте-Карло, были проведены в [14] для предельной дальности визуального обнаружения проблескового лазерного пучка. В этом случае плотность мощности регистрируемого глазом излучения (прямого и рассеянного) умножалась на коэффициент $k_1 = t_{пр}/(t_{пр}+t')$, где $t_{пр}$ — продолжительность проблеска, t' — инерция газа, которая принималась равной 0,21 с. Введением коэффициента k_1 учитываются особенности визуального наблюдения проблесковых огней в соответствии с так называемым законом Блонделя—Рея. Результаты расчетов показали, что предельная дальность обнаружения лазерного источника излучения в ночных условиях $L_1 = 5\,S_м$, где $S_м$ — метеорологическая дальность видимости. В дневных условиях необходимо учитывать дополнительный фон за счет рассеянного солнечного излучения, который приводит к уменьшению величины L_1.

Другой способ ориентирования в пространстве с использованием лазерных пучков основывается на наблюдении траектории их распространения. В этом случае наблюдается не прямое, а рассеянное лазерное излучение и используется возможность высокой концентрации энергии в канале лазерного пучка. Способ отличается относительной простотой и наглядностью и так же, как и первый способ, обеспечивает высокую точность ориентирования.

По сравнению со схемой наблюдения «навстречу лучу» способ ориентирования по схеме наблюдения траектории луча имеет два основных недостатка. Во-первых, контраст между яркостями рассеянного лазерного излучения и фона, на котором траектория луча наблюдается, достигает пороговых значений только в темное время суток или при сумерках. При этом с увеличением угла визирования (при отсчете от направления «навстречу лучу») яркость рассеянного излучения быстро уменьшается и, следовательно, уменьшается предельная дальность обнаружения контраста. Это обстоятельство ограничивает ширину зоны ориентирования. Во-вторых, при низких видимостях в атмосфере дальность видения траектории луча так же невелика, как и для любого другого протяженного источника излучения. В результате длина наблюдаемой траектории луча становится небольшой, что снижает наглядность и точность ориентирования.

Оба способа ориентирования в пространстве с использованием лазерных пучков к настоящему времени получили достаточно широкое применение при разработке систем посадки самолетов и проводки морских судов в условиях низкой видимости [14].

5.3. Распространение импульсного оптического излучения

Рассеяние атмосферным аэрозолем относится к числу основных явлений, определяющих искажение оптических импульсов при их распространении в земной атмосфере. Время взаимодействия импульса с отдельной аэрозольной частицей для столь разряженной рассеивающей среды, как атмосферный аэрозоль, пренебрежимо мало по сравнению с тем временем, которое затрачивается на прохождение рассеянного импульса от одной частицы к другой. Поэтому искажение начального импульса при аэрозольном рассеянии вызывается главным образом за счет эффектов многократного рассеяния системой частиц, а не эффектами взаимодействия импульса с отдельной частицей. В этом состоит важная особенность распространения импульсного излучения в атмосферном аэрозоле, обеспечивающая обоснованное применение нестационарного уравнения переноса излучения.

Другая особенность нестационарного рассеяния оптического излучения атмосферным аэрозолем связана с обычно высокой и изменяющейся в широких пределах вытянутостью вперед индикатрисы рассеяния (с анизотропией рассеяния). Эта особенность достаточно просто учитывается при использовании формул однократного рассеяния. При больших оптических глубинах, когда становится значительным влияние многократного рассеяния, учет этой особенности представляет существенные математические трудности.

Распространение проходящего импульса. Если рассматривать условия, при которых длительность импульса не влияет на оптические свойства среды (именно такие условия ниже и рассматриваются), то многие качественные выводы о закономерностях распространения импульсного излучения могут быть сделаны уже на основании результатов исследований закономерностей стационарного рассеяния. В частности, границы применимости закона Бугера для импульсного излучения следует ожидать более далекими, так как при стационарном рассеянии регистрируемая яркость рассеянного излучения представляет собой полный интеграл по времени, а не в узком интервале времени при нестационарном рассеянии. Следует также ожидать очень малого размытия проходящего импульса при однократном рассеянии, так как для малых частиц интенсивность однократно рассеянного вперед излучения очень мала по сравнению с прямым излучением, а для больших частиц эта интенсивность формируется очень малым формирующим объемом, прилегающим к оси оптического пучка.

Количественные оценки размытия проходящего импульса при малых оптических глубинах могут быть сделаны на основании формул, подробные вывод и обсуждение которых содержится в [28] для различных схем расположения источников и приемников. Приведем только некоторые конечные формулы, полученные в приближении однократного рассеяния (в первом приближении многократного рассеяния). Для схемы распространения импульсного излучения между источником и приемником в пределах прямой видимости в [28] приведена следующая формула для интенсивности однократно рассеянного излучения I_s:

$$\frac{I_s}{I_0}=\begin{cases}\dfrac{I_d}{I_0}\dfrac{2\alpha_{\text{р}}\tau_s}{\sqrt{\Delta}}\left[\operatorname{arctg}\dfrac{b+2c}{\sqrt{\Delta}}-\operatorname{arctg}\dfrac{b}{\sqrt{\Delta}}\right], & \Delta>0,\\[2ex] \dfrac{I_d}{I_0}\dfrac{2\alpha_{\text{р}}\tau_s}{\sqrt{-\Delta}}\left[\operatorname{arcth}\dfrac{b}{\sqrt{-\Delta}}-\operatorname{arcth}\dfrac{b+2c}{\sqrt{-\Delta}}\right], & \Delta<0,\end{cases} \tag{5.17}$$

где I_d и I_0 — интенсивности прямого (когерентного в терминах Исимару) и начального импульсного излучения. При выводе (5.17) принималось, что индикатриса рассеяния частицей описывается параметром $\alpha_{\text{р}}=2{,}77/\theta_{\text{р}}$ (где $\theta_{\text{р}}$ — ширина индикатрисы на уровне половинной мощности), диаграммы направленности излучения источника и приемника были заданы гаусовским распределением и характеризовались параметрами $\alpha_{\text{ист}}=2{,}77/\theta_{\text{ист}}$ и $\alpha_{\text{пр}}=2{,}77/\theta_{\text{пр}}$ (где $\theta_{\text{ист}}$ и $\theta_{\text{пр}}$ — ширина диаграммы направленности источника и приемника соответственно); $\Delta=4ac-b^2$, $a=(\alpha_{\text{р}}+\alpha_{\text{ист}})$, $b=(kL/2-2\alpha_{\text{ист}})$, $c=(\alpha_{\text{ист}}+\alpha_{\text{пр}}-kL/2)$, $\tau_s=k_{\text{р}}L$, $k=k_{\text{р}}+k_{\text{п}}$.

Для оптических толщ τ, при которых наряду с однократным рассеянием необходимо учитывать и более высокие порядки рассеяния, зависимость интенсивности проходящего импульса от времени (форма импульса) рассчитывается путем решения уравнения переноса излучения численными методами.

На рис. 5.5 представлены результаты расчетов формы проходящего импульса $V(u)$ с учетом второго и более высоких порядков рассеяния для неограниченных оптических пучков в малоугловом приближении [26]. По оси абсцисс отложено безразмерное время $u=kCt$. Оптические свойства рассеивающей среды задавались индикатрисой рассеяния, соответствующей рассеянию сферическими частицами с $\rho=20$ и $m=1{,}33$. Из рисунка видно, что длительность регистрируемого размытого проходящего импульса увеличивается с увеличением оптической толщи и составляет не более $2u_0$, где безразмерное время $u_0=\tau$ и определяет время прохождения фотонов от источника до приемника без взаимодействия со средой. Иначе говоря, последовательные импульсы,

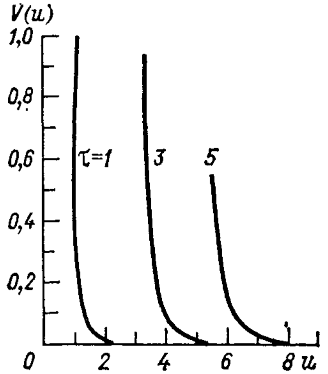


Рис. 5.5. Размытие проходящего мгновенного импульса в рассеивающей среде при различных оптических толщах.

разнесенные по времени только на интервал менее $2u_0$, будут перекрываться между собой. Это означает, что заметное уменьшение глубины модуляции амплитудно-модулированного сигнала будет наблюдаться при частотах более $^1/_2\, u_0$, т. е. для атмосферных дымок ($S_м=10$ км) при частотах более 10^4 Гц, для туманов ($S_м=2$ км) — более 10^6 Гц. Подчеркнем, что приведенные выше оценки получены для бесконечно широкого коллимированного пучка, поэтому они являются максимальными для длительности размытого импульса и минимальными для частоты.

На расстояниях от источника излучения $z \gg k_р^{-1}$ ($k_р$ — коэффициент рассеяния), когда угловая ширина интенсивности рассеянного излучения существенно превышает угловую ширину индикатрисы однократного рассеяния, можно исходить из уравнения переноса в так называемом диффузионном приближении:

$$\left(\frac{1}{C}\frac{\partial}{\partial t}+\Omega\frac{\partial}{\partial t}+k\right)I\left(t,\vec{r},\vec{\Omega}\right)=D\,\Delta_\Omega I\left(t,\vec{r},\vec{\Omega}\right), \qquad (5.18)$$

где C — скорость света; $\Omega=[w_x,\ w_y,\ 1-(w_x^2+w_y^2)/2]$ — единичный вектор направления движения фотонов с проекциями на оси x и y соответственно w_x и w_y; $\vec{r}$ — координата точки наблюдения; $k(z)$ — коэффициент ослабления; величина $D=k_р(1-\langle\cos\gamma\rangle)/2$ — коэффициент диффузии излучения; $\langle\cos\gamma\rangle$ — средний косинус угла однократного рассеяния; $\Delta = (Ct - z)$ — разность между длиной пути, пройденного фотоном, и глубиной.

При произвольных $k(z)$ и $D(z)$ решение уравнения (5.18) в аналитическом виде получить не удается, хотя оно и удобно для численного интегрирования на ЭВМ. При постоянных же по трассе k и D для импульса единичной интенсивности δ решение записывается в виде

$$I\left(\Delta, z, \beta, \vec{w}\right) = CE_0 G\left(\Delta, z, \vec{\beta}, \vec{w}\right), \tag{5.19}$$

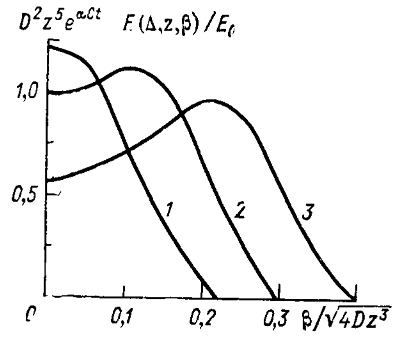


Рис. 5.6. Распределение энергии излучения на глубине по поперечному смещению ρ от оси пучка в различные моменты времени $t = (z + 2\chi Dz^2)/C$.

1) $\chi=0{,}06$; *2*) $\chi=0{,}09$; *3*) $\chi=0{,}12$.

где E_0 — энергия импульса $I_0(t) = E\delta(t)$; $\vec{\beta} = (x, y)$; $\beta = \sqrt{x^2+y^2}$; $\vec{w} = (w_x, w_y)$;

$$G\left(\Delta, z, \vec{\beta}, \vec{w}\right) = \frac{\left(Dz^2\right)^{3/2}}{197{,}9\left(\Delta - \beta^2/2z\right)^{9/2}} f^4 \exp\left[-kCt - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{Dz}\left(\frac{\vec{\beta}}{z} - \frac{\vec{w}}{2}\right)^2 - \frac{Dz^2}{2\left(\Delta - \beta^2\right)/2z} f^2\right],$$

$$f\left(z, \vec{\beta}, \vec{w}\right) = 1 + \frac{1}{2Dz}\left[\frac{\vec{w}^2}{z} + \left(\frac{\vec{\beta}}{z} - \frac{\vec{w}}{2}\right)^2\right],$$

$$\left(\Delta - \frac{\vec{\beta}^2}{2z} \ll 0{,}2Dz^2\right). \tag{5.20}$$

Используя (5.19) и (5.20), нетрудно получить выражение для пространственного распределения энергии излучения $E(\Delta, z, \vec{\beta})$ и углового спектра интенсивности излучения $I(\Delta, z, \vec{\beta})$ на различных глубинах в среде. На рис. 5.6 приведено распределение энергии в плоскости, перпендикулярной первоначальному направлению падающего излучения в условных единицах. Как видно из рисунка, распределение энергии излучения относительно оси пучка на больших глубинах сильно отличается от гауссовского и, более того, положение максимума энергии может не совпадать с осью пучка. Это значит, что при сильном рассеянии вероятность обнаружить фотон на некотором расстоянии от оси пучка больше, чем на его оси. Этот неожиданный результат не получил пока экспериментального подтверждения.

Приведенные выше соотношения позволяют также определить моменты времени, при которых амплитуда сигнала на оси пучка или в стороне от оси будет иметь максимальное значение. В отсутствии рассеяния импульс достигает точки (β, z) в момент $t_0 = (z+\beta^2/2z)/C$. При рассеянии излучения происходит запаздывание импульса и максимум амплитуды приходит в точку (β, z) в момент t_{max}. При расчете на оси пучка [21]

$$t_{max} = \frac{z}{C}\left[1 + \frac{2}{3}\frac{Dz}{C}\left(1 + \sqrt{1 + 8Dkz^2/9}\right)^{-1}\right], \qquad (5.21)$$

откуда следует, что скорость распространения импульса в рассеивающей среде

$$v = C/\left(1 + \sqrt{D/2k}\right). \qquad (5.22)$$

С увеличением оптической глубины размытие проходящего импульса увеличивается. Расчет размытия и других характеристик проходящего импульса на больших глубинах представляет собой достаточно сложную задачу. Для оценки характеристик импульса на больших глубинах можно воспользоваться диффузионным приближением. Диффузионное приближение основано на решении нестационарного уравнения переноса излучения с требующими экспериментальной проверки допущениями. Такая проверка может быть осуществлена для ряда принципиальных следствий из решения уравнения переноса в диффузионном приближении. К числу подобных следствий относится линейный рост полуширины размытого импульса Δt с увеличением τ (при постоянной длине трассы). Эта закономерность получена в [16]. На основании диффузионного приближения при использовании асимптотического разложения для больших оптических толщ τ и широкого пучка.

Анализ размытия импульса для узкого мононаправленного оптического пучка [29], а также в рамках малоуглового диффузионного приближения [6] приводит к аналогичной зависимости ширины пучка от τ.

Результаты экспериментальной проверки формул диффузионного приближения в адиабатическом тумане [2] показывают, что форма размытого импульса и зависимость полуширины импульса от оптической глубины отличаются для взаимно перпендикулярных компонент интенсивности.

На рис. 5.7 представлены результаты измерения формы импульса для двух взаимно перпендикулярных поляризованных компонент интенсивности излучения в различных оптических глубинах в адиабатическом тумане, близком по характеристикам к модельным для облака C_1 Дейрменджана [5]. На рисунке по оси абсцисс наряду со шкалой времени t отложено безразмерное время $u=kCt$. Приведенные кривые зарегистрированы стробоскопическим осциллографом и представляют результат усреднения по 10^3 импульсам. Как видно из рисунка, на всех оптических глубинах параллельная компонента интенсивности $I_{\parallel}$ по величине превышает перпендикулярную $I_{\perp}$ (штриховые кривые), а максимум импульса для $I_{\parallel}$ имеет меньшую задержку по сравнению с таковым для $I_{\perp}$. Важный результат, который следует из приведенных на рис. 5.7 данных, состоит в том, что амплитуда обеих

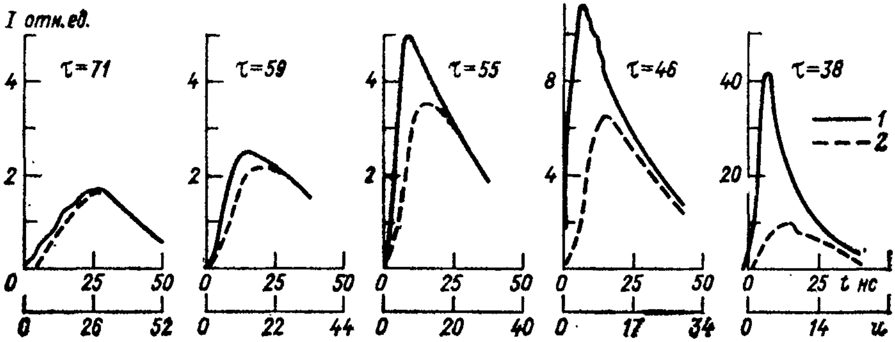


Рис. 5.7. Размытие компонент проходящего мгновенного импульса в рассеивающей среде на различных оптических толщах.

1 — для $I_{\perp}$, 2 — для $I_{\parallel}$.

компонент интенсивности становится одинаковой (интенсивность импульса становится полностью деполяризованной) только при больших временах u ($\geqslant 25$). Передний же фронт проходящего импульса даже на больших глубинах сохраняет заметную исходную поляризацию.

На рис. 5.8 представлены результаты измерений полуширины проходящих импульсов в зависимости от оптической глубины. Как видно из рисунка, только для перпендикулярно поляризованной компоненты $I_{\perp}$ полуширина размытого импульса растет линейно с оптической глубиной, как это и следует из диффузионного приближения. Для компоненты $I_{\parallel}$ соответствующая зависимость имеет нелинейный вид. В пределах ошибок измерений ($\pm 1{,}5$ нс по Δt и ± 2 по τ) эту зависимость удается аппроксимировать в виде $\Delta t = a\tau^2$ при $\tau > 20$. Как показывают расчеты в малоугловом диффузионном приближении, а также численные расчеты методом Монте-Карло, для $I_{\parallel}$ при $\tau < 15$ зависимость полуширины импульса от τ также описывается формулой $\Delta t = a\tau^2$, но с иным (на порядок меньшим) коэффициентом пропорциональности a.

Таким образом, результаты измерений показывают, что форма размытого импульса и зависимость полуширины от оптической толщи отличаются для взаимно перпендикулярных компонент интенсивности. Диффузионное приближение удовлетворительно описывает зависимость Δt для $I_{\perp}$, начиная с малых τ. Эта же зависимость для $I_{\parallel}$, а также соотношение амплитуд поляризованных компонент становится квадратичной. В отличие от параллельной компоненты для перпендикулярной полностью отсутствует вклад однократно рассеянного вперед излучения, имеющего для сферических частиц одинаковую с падающим излучением поляризацию. Поэтому условие достаточной изотропности для перпендикулярной компоненты выполняется, начиная уже с малых оптических толщ. Приведенные выше экспериментальные данные для размытия им-

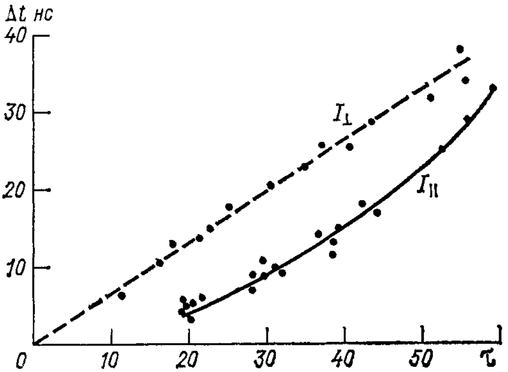


Рис. 5.8. Зависимость полуширины компонент проходящего импульса от оптической толщи.

пульса на больших глубинах обосновывают новую перспективную возможность решения задачи: получение формул для распространяющегося импульса отдельно для разных поляризационных компонент интенсивности.

Влияние поглощения излучения на прохождение импульса в дисперсной среде наряду с обычным ослаблением энергии приводит также к ослаблению эффектов многократного рассеяния, что обусловливает уменьшение запаздывания импульса. Кроме того, с увеличением поглощения на больших глубинах заметно уменьшаются ширина углового спектра и пространственные размеры импульсного сигнала. Все эти обстоятельства необходимо учитывать при распространении импульсов в реальных облаках и туманах.

Распространение отраженного импульса. Случаи малых оптических глубин, при которых еще применимы формулы однократного рассеяния, был уже рассмотрен нами в гл. 2. Здесь отметим только их специфику применительно к условиям распространения в атмосферном аэрозоле. В частности, экспериментальная проверка формул однократного рассеяния в атмосферных дымках [5] обосновала их применимость для коэффициентов рассеяния меньше 5 км$^{-1}$ в пределах до 20 мкс. Эти же измерения показали, что в условиях высокой прозрачности атмосферы ($k_р \leqslant 0{,}3$ км$^{-1}$) временная структура отраженного импульса определяется в основном геометрией эксперимента, а не оптическими характеристиками атмосферы. Наоборот, в сильно замутненной атмосфере ($k_р > 10$ км$^{-1}$) обнаруживается сравнительно слабое влияние геометрических параметров эксперимента. Определяющую роль здесь начинают играть свойства среды.

При средних оптических глубинах широко применяются методы численных экспериментов (методы Монте-Карло). Именно эти методы позволили выявить многие закономерности распространения импульсов в реальной атмосфере и получить количественные данные для решения как прямых, так и обратных

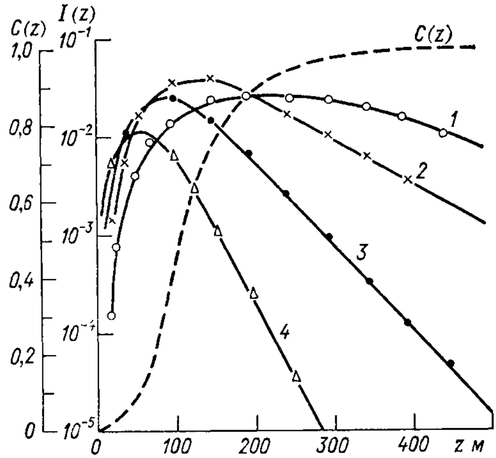


Рис. 5.9. Трансформация формы отраженного импульса в зависимости от плотности тумана с учетом аппаратурной функции локатора $C(z)$.

1) $k_р=1$ км$^{-1}$, 2) $k_р=5$ км$^{-1}$, 3) $k_р=10$ км$^{-1}$, 4) $k_р=20$ км$^{-1}$.

задач. Приведем некоторые результаты численных экспериментов, стимулированные задачами лазерного зондирования атмосферы [22].

Одна из важных закономерностей, которая следует из численных экспериментов, состоит в устойчивой функциональной связи наклона заднего фронта отраженного импульса с оптической плотностью аэрозольного образования. На рис. 5.9 приведены результаты расчетов зависимости формы отраженного импульса в туманах от плотности последних для лазерного локатора ($\lambda=0{,}69$ мкм, угол зрения приемника 3′). Аппаратная функция локатора $C(z)$ также приведена на рисунке. Как видно из 5.9, с увеличением коэффициента рассеяния $k_р$ локационный (отраженный) импульс сужается и наклон заднего фронта становится круче. Физический смысл этих результатов вполне понятен: в предельном случае очень плотного тумана экспериментальные условия эквивалентны плоскому диффузному отражателю, форма локационного импульса от которого практически не искажается и будет совпадать с формой посылаемого импульса.

Другая важная закономерность относится к трансформации формы проходящего импульса, которую можно проследить путем численного расчета распределения фотонов по пробегам. Результаты такого расчета с указанием дисперсии оценок приведены на рис. 5.10, на котором по оси ординат отложены интенсивности импульсного излучения $I(\tau')$ на выходе из рассеивающего слоя

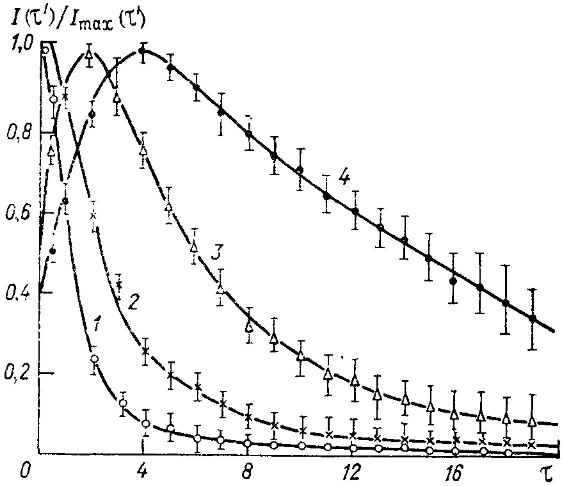


Рис. 5.10. Распределение фотонов по пробегам для проходящего импульса в однородном рассеивающем слое различной оптической толщины τ_0.

1) $\tau_0=10$, 2) $\tau_0=15$, 3) $\tau_0=20$, 4) $\tau_0=50$.

с оптической толщиной τ_0, по оси абсцисс — оптическая толщина τ, пройденная дополнительно фотонами в рассеивающей среде,

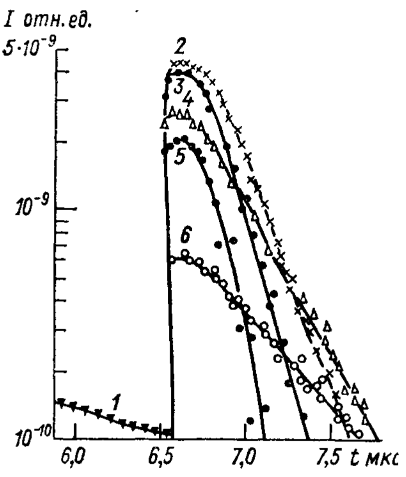


Рис. 5.11. Трансформация формы отраженного импульса длительностью 30 мкс для различных облаков.

1 — фоновый атмосферный аэрозоль, 2 — Sc, 3 — St, 4 — Cu, 5 — Cu cong, 6 — Cb.

т. е. величина $\tau=\tau'-\tau_0$. Существенно, что величина среднего пробега фотонов в этой области оптических толщ, как показали расчеты, практически не зависит от формы индикатрисы рассеяния.

Одним из преимуществ численных экспериментов является возможность получения конкретных количественных оценок для характеристик отраженного или проходящего импульса при произвольно заданных условиях эксперимента и по его геометрическим параметрам, и по оптическим свойствам среды. Для иллюстрации этой возможности на рис. 5.11

приведены результаты расчета, выполненные для интенсивности отраженного излучения от различных облачных образований. Оптические свойства облаков были выбраны типичными по литературным данным. Для длины волн 10,6 мкм оптическая толща облаков была задана равной 3, использованные параметры облаков приведены в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Оптические параметры облаков

Параметр	Облака				
	Слоисто-кучевые (Se)	Слоистые (St)	Кучевые (Cu)	Мощные кучевые (Cu cong.)	Кучево-дождевые (Cb)
Коэффициент ослабления (k), км$^{-1}$	27,62	32,37	13,21	44,48	21,30
Коэффициент рассеяния (k_p), км$^{-1}$	16,85	19,54	7,83	26,59	12,11
Коэффициент обратного рассеяния, км$^{-1}$	0,386	0,391	0,187	0,194	0,0721
Концентрация капель (N), см$^{-3}$	358	446	168	211	69
Наивероятнейший радиус (a_m), мкм	5	5	6	6	6
Параметр гамма-распределения (μ)	2	2	3	3	1

На больших оптических глубинах исследования существенно усложняются. В физических экспериментах сложность связана с малой величиной регистрируемых импульсных сигналов, а численное моделирование требует огромного объема расчетов. Однако при больших глубинах, как и для проходящих импульсов, можно воспользоваться рядом упрощающих решение задачи обстоятельств, в частности тем, что угловое распределение интенсивности многократно рассеянного излучения в этом случае близко к изотропному. Это обстоятельство позволяет получить асимптотические соотношения, описывающие пространственно-угловую структуру импульсного сигнала, в том числе и для отраженного импульса [2, 6].

5.4. Электрооптические эффекты при аэрозольном рассеянии

В земной атмосфере всегда присутствует электрическое поле, которое в приземном слое имеет напряженность от нескольких десятков до нескольких сотен вольт на метр (среднее значение 130 В/м), а при осадках, грозах, метелях, пылевых бурях и других атмосферных явлениях может достигать 10 000 В/м. Значительная часть оптически активных частиц (размером более 0,1 мкм) в атмосфере обычно оказывается заряженной и составляет значительную долю носителей объемного заряда. На электризацию атмосферного аэрозоля оказывают влияние и такие факторы, как извержения вулканов, ядерные взрывы и индустриальная деятельность человека. В свою очередь, электрическая заряженность частиц влияет на процессы образования и трансформации аэрозоля в атмосфере, его вымывания и т. п. [23].

Многолетние наблюдения атмосферного электричества выявили устойчивую связь между концентрацией частиц и напряженностью электрического поля в атмосфере. Для приземного слоя в [17] отмечается даже аналитическая связь между напряженностью поля E и метеорологической дальностью $S_м$ в виде электрооптического соотношения

$$ES_м = \text{const}, \tag{5.23}$$

происхождение которого объясняется влиянием влажности и замутненности в атмосфере на электрическое поле. Причинно-следственные связи для соотношений типа (5.23) пока нельзя считать достаточно исследованными. Не исключено, в частности, существование каких-либо специфических механизмов образования и трансформации атмосферного аэрозоля в электрическом поле атмосферы или влияния электрического поля на замутненность в атмосфере. Здесь мы рассмотрим лишь те эффекты, которые возникают при рассеянии оптического излучения атмосферным аэрозолем, находящимся в электрическом поле.

Из теории рассеяния отдельной однородной сферической частицей (теории Ми) следует, что для заряженной частицы постоянное электрическое поле будет складываться с дифрагированным переменным полем. Это постоянное поле никакого влияния на дифрагированное оказывать не будет и поэтому при расчетах рассеивающих характеристик может не учитываться. Аналогично обстоит дело и при наличии внешнего электрического поля. Таким образом, рассеяние света однородной сферической частицей происходит совершенно одинаково, независимо от того, присутствует или отсутствует постоянное электрическое поле внутри или вне частицы.

Иначе сказывается влияние переменного и постоянного электрического поля на рассеяние оптических волн несферическими или неоднородными частицами. Если частицы имеют неправильную форму, то при наличии электрического поля они могут приобрести или изменить направленную ориентацию и следовательно, изменить рассеивающие свойства такой системы. Именно этот механизм влияния электрического поля на рассеивающие свойства мутных сред получил в последние годы наиболее широкое использование в электрооптических методах измерения различных параметров частиц, в том числе и для атмосферного аэрозоля [20].

Сущность электрооптического эффекта при рассеянии несферическими частицами состоит в том, что при наложении или снятии электрического поля за счет постоянного или индуцированного дипольного момента изменяется ориентация несферических частиц. Если на среду налагать импульсное электрическое поле, то за счет диффузии ориентации после снятия поля коэффициент направленного рассеяния изменится от $k(t)$ до $k(\infty)$, а для величины $\alpha(t)=[k(t)-k(\infty)]/k(\infty)$ можно записать соотношение [20]

$$\alpha(t)=\alpha(0)\,e^{-6Dt}, \qquad (5.23\text{a})$$

где $\alpha(0)$ — значение α в момент снятия поля, D — коэффициент вращательной диффузии, зависящий от формы и размеров частиц, а также от вязкости среды (для аэрозоля — от вязкости воздуха η). На основе теории вращательной диффузии, определив величину D, можно оценить геометрические параметры частиц. В частности, для эллипсоидальных частиц имеет место формула [20]

$$l^2=\frac{3KT}{\pi\eta D}\left(\ln 2\,\frac{l}{b}-B\right), \qquad (5.24)$$

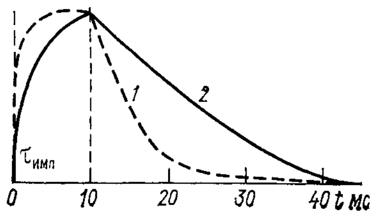


Рис. 5.12. Переходные процессы для аэрозоля полигорскита 1 (длина частиц 0,2—5 мкм, диаметр 0,04) и асбеста 2 (нити диаметром 0,5—1 мкм).

где l и b — длина и диаметр частицы; T — абсолютная температура; K — постоянная Больцмана, B — поправочный коэффициент, учитывающий отклонения формы частиц от сфероида.

Изменения длительности импульса и напряженности прилагаемого электрического поля позволяют получать информацию не только о форме частиц, но и о дисперсном составе эрозоля. Действительно, при слабом поле преимущественно ориентируются крупные частицы, обладающие наибольшей поляризуемостью. С увеличением напряженности в процесс ориентации вовлекаются все более мелкие частицы, а для крупных частиц наступает насыщение этого процесса. В то же время ориентация крупных частиц происходит медленнее за счет большего времени релаксации по сравнению с мелкими частицами. Поэтому степень ориентации частиц разных размеров зависит от длительности импульсов по разному, что также используется для оценки дисперсного состава частиц. Пример переходных процессов (ориентации и релаксации) для аэрозоля в импульсном электрическом поле приведен на рис. 5.12, из которого следует сильная зависимость релаксационных процессов от формы и размеров частиц.

Применительно к атмосферному аэрозолю появляются качественно новые возможности использования электрооптического эффекта [20]:

1) определение коэффициента вращательной диффузии, непосредственно связанного с формой и размерами несферических частиц (что особенно важно, например, при изучении процессов смогообразования);

2) определение спектра распределения частиц по коэффициентам вращательной диффузии, т. е. по размерам и форме;

3) изучение процессов трансформации формы и размеров частиц при изменении температуры, влажности и других физических или химических параметров воздуха.

Уже имеющийся опыт электрооптических исследований аэрозоля [21] показывает, в частности, что в общем случае ориентация несферических аэрозольных частиц ряда солей определяется суммарным действием постоянного и индуцированного дипольных моментов частиц, а при малых влажностях в основном постоянным моментом. Увеличение относительной влажности для солевых частиц сопровождается появлением дополнительной электрической поляризуемости, время релаксации которой указывает на ее поверхностную природу. Этот результат представляет собой методическую основу для исследований физических процессов на границе раздела частица—воздух, т. е. процессов абсорбции аэрозольными частицами.

Другой интересный электрооптический эффект связан с воздействием внешнего электрического поля на сферические анизотропные частицы и проявляется при измерениях степени поляризации рассеянного оптического излучения. Возможные механизмы этого эффекта можно проиллюстрировать результатами расчета, выполненного в [7] в дипольном приближении для частиц, как это удается сделать и при расчете полной интенсивности рассеянного излучения в теории предыдущего эффекта.

Будем считать, следуя [7], что тензор поляризуемости частицы в постоянном электрическом поле α_{ij} подчиняется условиям $\alpha_{11}=\alpha_{22}=\alpha_{\perp}$, $\alpha_{33}=\alpha_{\parallel}$ которые соответствуют случаю одноосных кристаллов. Такие же условия накладываются на тензор поляризуемости частицы β_{ij} в переменном электрическом поле на оптических частотах, что соответствует условиям одноосности частиц. Расчет поляризованных компонент для электрического вектора монохроматической волны, рассеянной в направлении 180° дает, например, для перпендикулярной компоненты

$$E_{\perp}=\pm\frac{1}{4\pi l}k_{\lambda}^{2}(\beta_{\parallel}-\beta_{\perp})\sin^{2}\theta\cos^{2}\varphi E_{0}e^{i\left(\nu t-2k_{\lambda}r\right)}, \qquad (5.25)$$

где l — расстояние от рассеивающей частицы до точки наблюдения, k_{λ}— волновое число, θ — угол между направлением вектора напряженности постоянного поля и оптической осью частицы, φ — азимутальный угол положения частицы. Знаки минус и плюс соответствует случаям, когда $E_0 \parallel E'$ и $E_0 \perp E'$, где E' — напряженность постоянного поля.

Процесс ориентации частиц в постоянном электрическом поле состоит в том, что среднее значение угла θ в зависимости от соотношения между $\alpha_{\perp}$ и $\alpha_{\parallel}$ стремится к нулю или $\pi/2$, а дисперсия этого угла определяется больцмановским распределением по энергии взаимодействия и наведенного дипольного момента в ориентирующем постоянном поле. Для распределения числа частиц с ориентацией $\Omega(\theta)$ можно записать

$$n(\theta)\,d\Omega = Ae^{-\frac{\Delta n}{Kt}} \sin\theta\, d\theta\, d\varphi, \tag{5.26}$$

где величина A находится из нормировки (интеграл по всем направлениям для $n(\theta)d\Omega$ равен числу частиц в единице объема), K — постоянная Больцмана. Если ввести обозначение

$$\xi = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \,|\alpha_\perp - \alpha_\parallel|}{KT}}\, E', \tag{5.27}$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость воздуха, а также подставить в (5.26) выражение для энергии взаимодействия $u = \varepsilon_0(\alpha_\perp \sin^2\theta + \alpha_\parallel \cos^2\theta)E'^2$ и выполнить нормировку для определения коэффициента A, то вместо (5.26) получается

$$n(\theta)\,d\Omega = \frac{N\xi}{2\pi} e^{y^2} \sin\theta\, d\theta\, d\varphi \Big/ \int_0^\xi e^{y^2}\,dy, \quad y = \xi\cos\theta. \tag{5.28}$$

Кроссполяризованная компонента интенсивности рассеянного назад излучения равна

$$I_\perp(\xi) = \varepsilon_0 C \overline{\left\langle \sum_{i=1}^{N} E_{\perp i} E^*_{\perp i} \right\rangle} = \frac{Nk^4 \varepsilon_0 C \langle E_0^2 \rangle}{16\,(\pi l)^2} \,|\beta_\parallel - \beta_\perp|^2 \,[F_1(\xi) - F_2(\xi)], \tag{5.29}$$

где угловые скобки означают усреднение по времени, а черта сверху — усреднение по ориентациям в соответствии с распределением (5.28), $F_1(\xi)$ и $F_2(\xi)$ определяются формулами

$$F_1(\xi) = \int_0^\xi e^{y^2} y^2\, dy \Big/ \xi^2 \int_0^\xi e^{y^2}\, dy,$$

$$F_2(\xi) = \int_0^\xi e^{y^2} y^4\, dy \Big/ \xi^4 \int_0^\xi e^{y^2}\, dy, \tag{5.30}$$

и представляют собой возрастающие функции, стремящиеся к единице при $\xi \to \infty$, а их разность имеет максимум при $\xi = 1{,}45$.

В рамках приведенной выше расчетной модели электрооптического эффекта, связанного с воздействием внешнего электрического поля на сферические анизотропные частицы, появление максимума в зависимости кроссполяризованной компоненты интенсивности рассеянного назад излучения $I_\perp$ от напряженности внешнего поля интерпретируется следующим образом. При малых напряженностях внешнего поля происходит не полная ориентация частиц и при определенных значениях напряженности преимущественный угол ориентации составляет 45°. При таком преимущественном угле ориентации величина $I_\perp$ имеет максимальное значение. С дальнейшим увеличением напряженности внешнего поля все большее число частиц ориентируются вдоль вектора внешнего поля. Интенсивность $I_\perp$ при этом уменьшается и асимптотически приближается к нулю.

Аналогично находится и другая поляризационная компонента интенсивности рассеянного назад излучения, зависимость которой от функций (5.30) имеет более сложный вид. Соответственно более сложной становится и физическая интерпретация для той возможной зависимости $I_\parallel$ от напряженности внешнего поля, которая при различных размерах частиц оказывается монотонно убывающей, возрастающей или имеющей минимум.

Таким образом, анизотропные частицы (даже сферические) в постоянном электрическом поле приобретают преимущественную ориентацию оптической анизотропии и поляризация рассеянного излучения становится зависящей от напряженности внешнего электрического поля. Измерение зависимости поляризационных характеристик рассеянного назад излучения (а в общем случае измерение параметров Стокса) от напряженности ориентирующего поля позволяет оценить поляризуемость частиц в постоянном поле и вид тензора оптической поляризуемости (в оптическом поле). Оба эти параметра очень чувствительны к трансформации аэрозольных частиц под воздействием атмосферных условий и, следовательно, методы их измерения представляются перспективными для исследования аэрозольных частиц.

Рассмотренный электрооптический эффект, связанный с воздействием электрического поля на рассеивающие свойства сферических анизотропных частиц, имеет важное значение при решении задач распространения оптического излучения в атмосферном аэрозоле. Влиянием этого эффекта удается интерпретировать, например, существенную деполяризацию излучения, отмеченную при лазерном зондировании ряда облачных образований, стратосферного аэрозоля, морского аэрозоля в приводном слое.

Для иллюстрации проведем сопоставление расчетных данных по формуле (5.29) с экспериментальными, полученными в лабораторных условиях на аэрозольных частицах из раствора морской соли [7]. Получаемые путем разбрызгивания капли солевого раствора с диаметром 1—15 мкм и близкие по форме к сферическим частицам помещались в электрическое поле плоского конденсатора. Поляризованные компоненты интенсивности рассеянного назад (под углом 187°) лазерного излучения на длине волны 1,06 мкм измерялись в долях интенсивности падающего на рассеивающий объем излучения.

Результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных для поляризованных компонент интенсивности приведены на рис. 5.13. Сплошные кривые построены по экспериментальным данным, полученным в различные моменты времени от начала запуска аэрозоля в камеру. Каждая из нижних сплошных кривых получена соответственно позднее верхних в течение 10 мин общего цикла измерений. Штриховые кривые — расчетные данные, нормированные к экспериментальным при нулевой напряженности внешнего электрического поля. Хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных, как видно из рисунка, иногда нарушается при больших напряженностях поля, что объясняется авто-

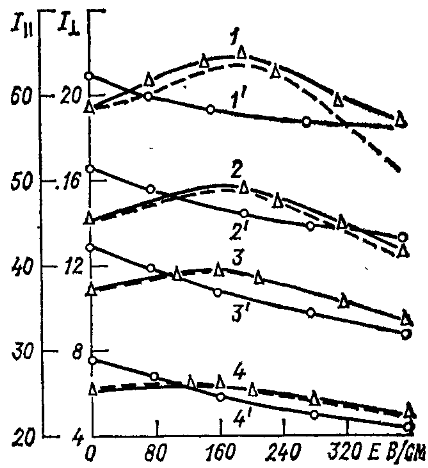


Рис. 5.13. Зависимость поляризованных компонент интенсивности рассеянного назад излучения от напряженности постоянного электрического поля для частиц морской соли.

1—4 — для $I_\perp$, 1'—4' — для $I_\parallel$, штриховые кривые — расчетные данные.

рами возможной неучтенной при расчетах зависимостью оптической анизотропии от значения напряженности постоянного электрического поля.

ГЛАВА 6. РАССЕЯНИЕ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРНЫМ АЭРОЗОЛЕМ

Проблемы рассеяния солнечного излучения в земной атмосфере занимают особое место. Именно рассеяние солнечного излучения атмосферным аэрозолем приводит к ряду таких красочных атмосферно-оптических явлений как радуги, гало, венцы, свечение дневного и сумеречного неба с богатейшим набором цветов и оттенков. Что же касается свечения атмосферы за счет рассеяния солнечного излучения, то из-за широкого диапазона изменений (до шести порядков!) спектральной яркости атмосферы в зависимости от концентрации и состава аэрозольных частиц это явление представляет уже не столько эстетический, сколько важный практический интерес. Дело в том, что взаимодействие солнечного излучения с различными компонентами в земной атмосфере, в том числе и с аэрозолем играет важную роль как погодообразующий фактор. Исследования прямой и рассеянной солнечной радиации в атмосфере являются предметом актинометрии как самостоятельного раздела метеорологии. Кроме того, рассеянное солнечное излучение в атмосфере относится к числу основных фоновых помех при работе оптико-электронных приборов различного назначения, в том числе космического базирования.

Проблема переноса солнечного излучения через атмосферу вообще и рассеяния атмосферным аэрозолем, в частности, имеет и другую важную особенность, связанную с потоками оптического излучения в глобальном масштабе. Именно для таких практически неограниченных в пространстве потоков оптического излучения первоначально формировалось и решалось уравнение переноса излучения в рассеивающих средах. При этом существенно, что яркость рассеянного аэрозолем солнечного излучения играет определяющую роль в области спектра до 3 мкм. В длинноволновой области (более 4 мкм) основной вклад в яркость атмосферы вносит тепловое излучение атмосферы. В диапазоне длин волн 3—4 мкм имеет место минимальная яркость атмосферы, обусловленная двумя составляющими, одна из которых (рассеянное солнечное излучени) убывает, а другая (тепловое излучение атмосферы в земной поверхности) возрастает с ростом длины волны.

Кроме свечения атмосферы, вызванного аэрозольным рассеянием солнечного излучения, и теплового излучения атмосферы и подстилающей поверхности всегда присутствует неравновесное излучение, вызванное рядом физических и химических процессов за счет взаимодействия солнечной радиации с атмосферой. Результатом этих процессов является слабая люминесценция атмосферы, которую часто называют свечением атмосферы, имея в виду узкий смысл этого термина. Этот вид свечения характеризуется множеством узких эмиссионных линий и его часто подразделяют на такие подвиды, как полярные сияния, свечение ночного неба, неравновесное свечение сумеречного и дневного неба. При определенных условиях работы оптико-электронных приборов в ночное время неравновесное излучение атмосферы может оказаться существенной фоновой помехой.

В этой главе рассмотрены основные подходы и результаты исследований свечения атмосферы, вызванного аэрозольным рассеянием. При этом мы остановимся только на случаях, когда наблюдатель находится на земной поверхности или в космосе при безоблачной атмосфере, сплошной облачности и частичной облачности.

6.1. Ослабление прямого солнечного излучения

Прохождение солнечного излучения через земную атмосферу сопровождается молекулярным поглощением атмосферными газами, молекулярным рассеянием и рассеянием атмосферным аэрозолем (аэрозольным рассеянием). Роль этих физических явлений в ослаблении солнечного излучения в значительной степени зависит от спектрального диапазона и метеорологических условий, а величина спектральной прозрачности атмосферы еще и от длины пути прямых лучей, т. е. от положения Солнца.

Для количественного описания ослабления монохроматического потока солнечного излучения обычно используется закон Бугера, который с учетом высотной неоднородности атмосферы можно записать в виде

$$I_\lambda = I_{0\lambda} \exp\left[-\int_0^\infty \varepsilon_\lambda (S)\, dS \right] = I_{0\lambda} \exp[-\tau(\vartheta_0)], \tag{6.1}$$

где $I_{0\lambda}$ — поток солнечного излучения за пределами атмосферы; $\varepsilon_\lambda(S)$ — коэффициент ослабления за счет рассеяния и поглощения в атмосфере; $\tau(\vartheta_0)$ — оптическая толщина атмосферы вдоль пути солнечного луча, зависящая от зенитного расстояния Солнца ϑ_0. Если ввести понятие оптической толщи атмосферы в вертикале τ_0, то можно записать

$$\tau(\vartheta_0) = \tau_0 m(\vartheta_0), \tag{6.2}$$

где $m(\vartheta_0)$ носит название оптической массы атмосферы (функции Бемпорада).

В результате расчетов оптической массы стандартной (рэлеевской) незамутненной атмосферы $m(\vartheta_0)$ и оптических масс аэрозоля $m_a(\vartheta_0)$ для разных ϑ_0 по данным Бемпорада [1] и Г. П Гущина [2] получены следующие их значения:

ϑ_0	0	30	60	75	85	87	88	89
$\sec\vartheta_0$	1,00	1,15	2,00	3,86	11,48	19,12	28,65	57,15
m (ϑ_0) [1] . . .	1,00	1,15	2,00	3,82	10,40	15,36	19,79	26,96
m (ϑ_0) [2] . . .	1,00	1,15	1,99	3,81	10,24	14,89	18,79	24,24
$m_a(\vartheta_0)$ [2] . . .	1,00	1,15	2,00	3,84	10,91	16,99	23,08	33,70

Анализ приведенных данных показывает, что при $\vartheta_0 < 60°$ с достаточной точностью

$$m(\vartheta_0) = \sec\vartheta_0, \tag{6.3}$$

т. е. описывается формулой, справедливой для случая, когда можно пренебречь сферичностью атмосферы. При больших зенитных расстояниях Солнца необходим учет кривизны атмосферы и явления рефракции луча в ней. Расчет показывает [13], что при учете кривизны атмосферы оптическая атмосферная масса связана с астрономической рефракцией θ_α следующим соотношением:

$$m(\vartheta_0) = \frac{1}{(n_0 - 1)\, n_0} \frac{\theta_\alpha}{\sin\vartheta_0}. \tag{6.4}$$

Здесь n_0 — показатель преломления воздуха на уровне земной поверхности, а

$$\theta_\alpha = \int_1^{n_0} \frac{R n_0 \sin\vartheta_0 / (R + z)\, n}{n\sqrt{1 - [R/(R+z)]^2 \sin^2\vartheta_0}}\, dn, \tag{6.5}$$

где n — показатель преломления воздуха на высоте z, R — радиус Земли.

Спектральная зависимость ослабления солнечного излучения в земной атмосфере показана на рис. 6.1, по данным наблюдения Смитсонианского института [13].

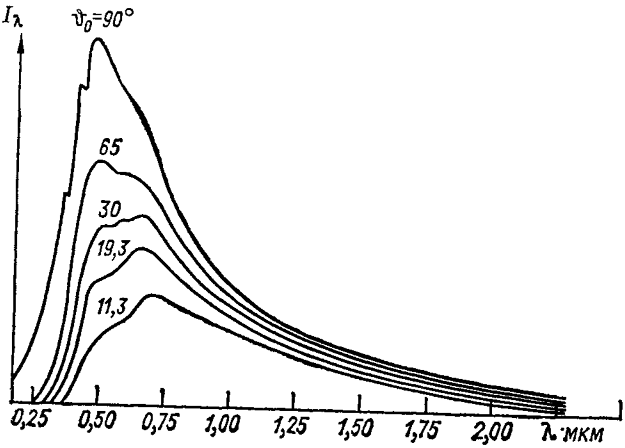


Рис. 6.1. Распределение энергии в спектре Солнца в условиях идеальной (сухой и чистой) атмосферы при различных зенитных расстояниях Солнца ϑ.

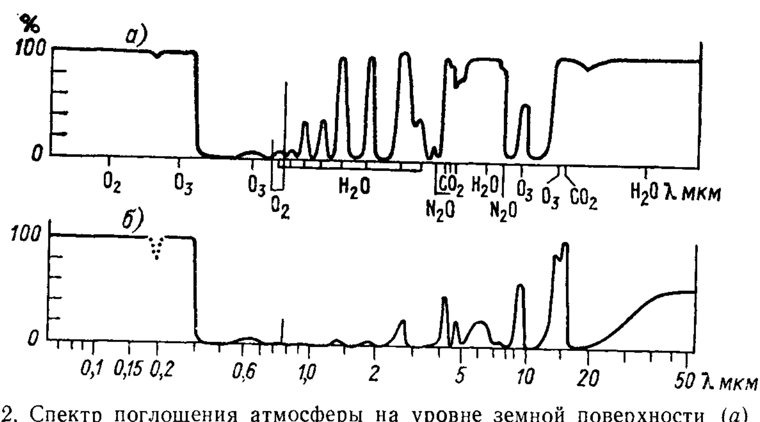


Рис. 6.2. Спектр поглощения атмосферы на уровне земной поверхности (*а*) и на высоте 11 км (*б*).

Молекулярное поглощение атмосферными газами играет определяющую роль в селективном характере ослабления солнечного излучения. В ультрафиолетовой области спектра основными поглощающими газами являются озон и кислород. В видимой и инфракрасной областях спектра наиболее сильные полосы поглощения принадлежат водяному пару и CO_2. Для отдельных участков спектра заметную роль в поглощении играют и многие другие газовые компоненты атмосферы. На рис. 6.2 схематически изображен спектр пропускания атмосферы с указанием основных поглощающих атмосферных газов, соответствующих условиям работы спектральной аппаратуры низкого разрешения.

Полностью разрешенные спектры пропускания атмосферы отличаются исключительной селективностью. При этом многочисленные линии поглощения в окнах прозрачности могут оказать решающее влияние на пропускание монохроматического излучения в очень узком участке спектра, хотя на перенос энергии солнечного излучения через атмосферу в целом и не оказывают заметного влияния. Высокая селективность ослабления за счет молекулярного поглощения обусловливает высокие требования к монохроматичности потока излучения при использовании формулы (6.1). Обычно при решении задач переноса солнечного излучения через атмосферу представляют интерес спектральные интервалы, существенно превышающие ширину спектральной линии поглощения. В этом случае при расчетах ослабления атмосферы за счет поглощения вводят понятие и рассчитывают интегральные (по спектру) функции поглощения [13].

Молекулярное рассеяние в земной атмосфере приводит к заметному и селективному ослаблению солнечного излучения только (вне сильных полос поглощения) в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. Коэффициенты молекулярного рассеяния в зависимости от длины волны уменьшаются пропорционально λ^{-4} и практически слабо зависят от метеорологических условий в соответствии с относительно малыми вариациями плотности воздуха по времени и по высотному распределению.

Вследствие сильной изменчивости концентрации и состава аэрозоля в атмосфере значение и спектральная зависимость коэффициентов аэрозольного ослабления оказываются довольно разнообразными и практически не прогнозируемыми. Тем не менее можно указать на ряд свойств и закономерностей, которые отражают либо типичные ситуации в земной атмосфере, либо интересные эпизодические.

Характерным для ослабления солнечного излучения при отсутствии облаков является ограниченный диапазон значений для аэрозольной составляющей оптической толщины $\tau_а$. На рис. 6.3, по данным Е. Е. Артемкина [2], приведены типичные гистограммы частоты повторения наблюдаемых значений $\tau_а$ в видимой области спектра для двух географических районов. Аналогичные результаты имеются в литературе и для других географических районов. При этом в видимой области спектра $\tau_а$ представляет собой основную изменчивую компоненту величины $\tau=\tau_а+\tau_м+\tau_п$ ($\tau_м$ и $\tau_п$ — компоненты, обусловленные молекулярным рассеянием и поглощением соответственно). Поэтому общее представление о свойствах и закономерностях изменения $\tau_а$ в земной атмосфере следует также из многочисленных наблюдений по астроклимату, одной из характеристик которого является спектральная прозрачность всей толщи атмосферы.

Далее нужно отметить меньшую селективность аэрозольного ослабления по сравнению с молекулярным поглощением и рассеянием. Часто спектральный ход аэрозольной оптической толщи атмосферы по результатам статистических измерений описывают аналитически формулой Ангстрема

$$\tau_a(\lambda) = a\lambda^{-n} + b, \qquad (6.6)$$

где a, b и n — эмпирические постоянные. Здесь величина $n<4$. Однако формулу (6.6) можно использовать только для небольших

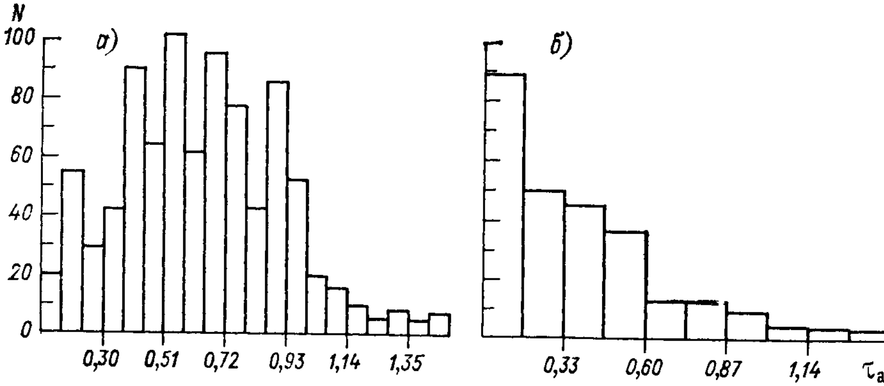


Рис. 6.3. Гистограмма частот повторения (N) аэрозольной составляющей оптической толщи τ_a ($\lambda=0{,}414$ мкм) для Черного моря (a) и Атлантического океана ($б$).

диапазонов длин волн (например, в видимой области спектра). Более наглядной является спектральная зависимость $T(\lambda) = e^{-\tau(\lambda)}$. В результате измерений в нескольких пунктах СССР и США [13] для коротковолновой области спектра получены следующие осредненные характерные спектральные прозрачности атмосферы:

λ мкм	0,31	0,32	0,33	0,34	0,35	0,40	
$T(\lambda)$	0,150	0,300	0,380	0,430	0,455	0,545	
λ мкм	0,45	0,50	0,60	0,70	0,80	0,90	1,00
$T(\lambda)$	0,640	0,700	0,760	0,840	0,867	0,886	0,899

Наряду с типичной спектральной зависимостью $\tau_a(\lambda)$ встречаются отдельные ситуации, при которых наблюдается нейтральный ход спектральной зависимости или даже возрастание $\tau_a(\lambda)$ в ультрафиолетовой области. В частности, С. Ф. Родионов наблюдал для зависимости прозрачности от длины волны минимум в области 0,4 мкм. Результатом такого спектрального хода прозрачности является так называемый эффект аномальной прозрачности атмосферы (эффект Родионова) в ультрафиолетовой области спектра 0,295—0,320 мкм [13].

Интерпретация эффекта Родионова обоснована Г. П. Гущиным [7] и рассматривается как частный случай эффектов многократного рассеяния в атмосфере. Сущность этих эффектов состоит в том, что при больших зенитных расстояниях Солнца спектрофотометрические приборы с конечным углом зрения наряду с прямым излучением регистрируют многократно рассеянное излучение. Доля последнего зависит от оптической толщи атмосферы, которая в свою очередь увеличивается с уменьшением длины волны и увеличением зенитного расстояния Солнца. Подробный расчет в приближении двукратного рассеяния показывает [7], что учет многократного рассеяния объясняет все наблюдаемые типы спектрального хода прозрачности атмосферы даже без учета аэрозольного ослабления. Более того, разработанная в [7] модель эффектов многократного рассеяния позволила записать уточненную формулу закона Бугера для атмосферы, учитывающую спектральный поток рассеянного солнечного излучения, поступающего в измерительный прибор из его телесного угла зрения. Эта формула подобна уточненной формуле закона Бугера (2.22) для горизонтальных трасс.

Исследования спектральной прозрачности атмосферы в широком спектральном диапазоне до настоящего времени используются как один из методов изучения физико-химических свойств атмосферного аэрозоля. Такие исследования представляют особый интерес для изучения роли аэрозольного ослабления в инфракрасной области спектра. Примеры спектральной зависимости оптических толщ атмосферы $\tau_a(\lambda)$ в окнах прозрачности атмосферы в спектральном диапазоне 2—13 мкм, полученные с борта НИС «Академик Курчатов» и на Звенигородской научной базе Института физики атмосферы АН СССР [35], приведены на рис. 6.4. Максимум ослабления в области 3,16 мкм соответствует сильной полосе поглощения воды и льда. Возрастание ослабления в длинноволновом конце спектра (11—13 мкм) объясняется влиянием сильной полосы поглощения углекислого газа с центром около 15 мкм, которая вблизи центра (14—16 мкм) обусловливает полное поглощение солнечного излучения вертикальным столбом атмосферы. Анализ многих спектров, подобных рис. 6.4 и полученных при различных метеорологических условиях, приводит авторов [35] к выводу о том, что значительная часть вариаций $\tau(\lambda)$ в ИК-области спектра обусловлена именно аэрозольной компонентой. При этом вклад последней в ослабление излучения в окне 8—14 мкм сопоставим с вкладом водяного пара.

В рассмотренную выше спектральную зависимость прозрачности атмосферы существенные изменения вносит облачность. В связи со слабой селективностью зависимости коэффициентов ослабления облаков от длины волны и их существенно большими абсолютными значениями с ростом оптической толщи облака (по отношению к другим оптическим толщам) спектральный ход $\tau_a(\lambda)$ становится все более нейтральным. При очень больших оптических толщах облака, когда фон рассеянного солнечного излучения превышает яркость прямого ослабленного излучения (диск Солнца становится невидимым), вопрос об ослаблении прямого солнечного излучения теряет смысл.

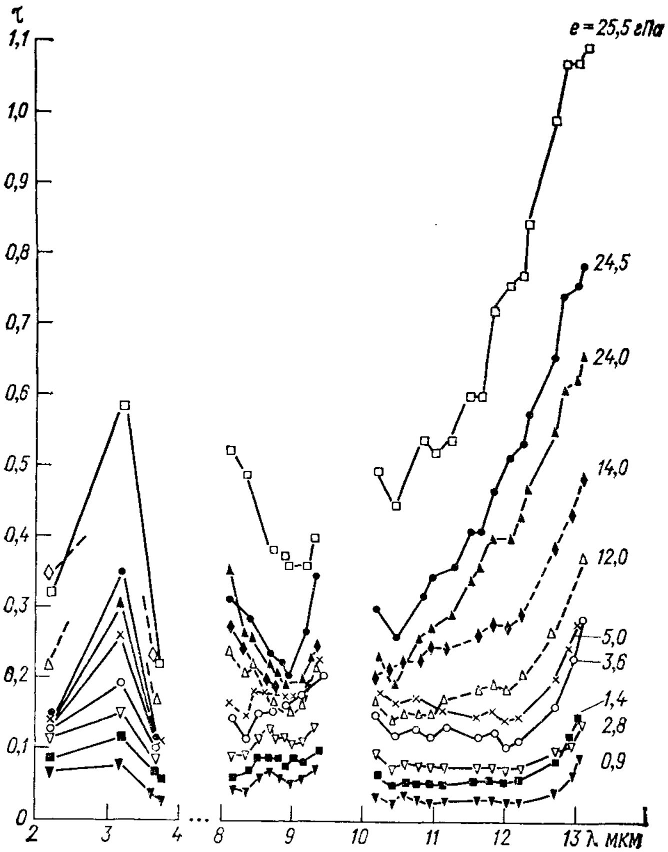


Рис. 6.4. Спектральные зависимости оптической толщи вертикального столба атмосферы при различном парциальном давлении водяного пара *e*.

6.2. Яркость и поляризация дневного неба

Первые попытки количественных наблюдений яркости дневного неба были предприняты еще в конце XVII в. Сосюром, а систематические наблюдения впервые выполнены Х. Иенсеном в 1898 г. В дальнейшем наиболее обширные наблюдения проведены К. Дорно в Давосе, а позднее Е. В. Пясковской-Фесенковой и другими исследователями в Астрофизическом институте АН КазССР. Обобщение указанных исследований позволило выявить ряд основных закономерностей яркостной картины безоблачного небосвода при различных метеоусловиях и положениях Солнца.

В начале нашего века предпринимались также неоднократные попытки создания теории свечения небосвода за счет рассеяния солнечного излучения, обобщенные в монографии [12] и представляющие теперь лишь исторический интерес. Основы теории однократного рассеяния были созданы в 30-х годах В. Г. Фесенковым и В. Г. Кастровым, а затем в 50-х годах дополнены анализом полученных формул и экспериментальных даннных Е. В. Пясковской-Фесенковой [22]. В [29, 34, 37] были выполнены расчеты яркости дневного неба на основе теории переноса излучения с учетом многократного рассеяния, которые оказались в хорошем согласии с экспериментальными данными для условий, близких к заложенным в расчетах.

Полуэмпирическое решение задачи о яркости дневного неба было предложено Г. Ш. Лифшицем [17], его идея состоит в том, чтобы воспользоваться простыми формулами однократного рассеяния и дополнить их эмпирическими поправками. Вывод полезной для практических целей формулы сводится к следующему. Представим яркость дневного безоблачного неба B как сумму трех составляющих

$$B = B_1 + B_{\text{м}} + B_q, \tag{6.7}$$

где B_1 — яркость однократно рассеянного излучения; $B_{\text{м}}$ — яркость многократно рассеянного излучения; B_q — яркость рассеянного излучения, отраженного земной поверхностью. По хорошо известной формуле [4]

$$B_1 = \begin{cases} \pi S_\lambda \dfrac{f_1(\varphi)}{\tau} \dfrac{\exp[-\tau \sec\vartheta_0] - \exp[-\tau \sec\vartheta]}{\sec\vartheta - \sec\vartheta_0} \times \\ \qquad \times \sec\vartheta_0 \exp[-\tau_{0z} \sec\vartheta_0], & \vartheta \neq \vartheta_0, \\ \pi S_\lambda \dfrac{f_1(\varphi)}{\tau} \exp[-\tau \sec\vartheta_0]\, \tau \sec\vartheta_0 \exp[-\tau_{0z} \sec\vartheta_0], & \vartheta = \vartheta_0, \end{cases} \tag{6.8}$$

где πS_λ — спектральная солнечная постоянная; $f_1(\varphi)$ — индикатриса рассеяния в земной атмосфере; φ — угол между направлениями на Солнце и наблюдаемую точку неба; τ — вертикальная оптическая толща атмосферы, состоящая из суммы аэрозольной τ_a и рэлеевской τ_R компонент; ϑ_0 и ϑ — зенитные расстояния Солнца и наблюдаемой точки. Множителем $\exp[-\tau_{0z} \sec\vartheta_0]$ учитывается поглощение солнечного излучения озоном в ультрафиолетовой и видимой областях спектра (или другим газом в другой области спектра).

Индикатриса рассеяния $f_1(\varphi)$ в формуле (6.8) представляет собой сумму аэрозольной и рэлеевской компонент, из которых с известной точностью рассчитывается только рэлеевская, а аэрозольная компонента ввиду неконтролируемой изменчивости содержания аэрозоля в земной атмосфере остается неопределенной. Для нахождения $f_1(\varphi)$ в целом можно воспользоваться эмпирической формулой В. А. Крата, полученной на основе большого ряда измерений. Некоторые преобразования этой формулы приводят к формуле для $f_1(\varphi)$ в виде

$$f_1(\varphi)=\frac{3}{16\pi}\,\tau_R\left(1+\cos^2\varphi\right)+A\left(e^{-3\varphi}-0{,}009\right). \qquad (6.9)$$

Первое и второе слагаемые в (6.9) интерпретируются как рэлеевская и аэрозольная компоненты соответственно. Для определения эмпирического параметра A можно воспользоваться замечательной эмпирической закономерностью, обнаруженной Е. В. Пясковской-Фесенковой [22], $f_1(\pi/3)=\tau/4\,\pi$. Тогда

$$A=\left(\tau-\frac{15}{16}\,\tau_R\right)\Big/4\pi\left(e^{-\pi}-0{,}009\right). \qquad (6.10)$$

Для определения составляющих $B_м+B_q$ в выражении (6.7) можно воспользоваться результатами многочисленных измерений, показывающих, что не только $f_1(\varphi)$, но и неосвобожденная от влияния многократного рассеяния измеряемая функция рассеяния $f(\varphi)$ оказывается постоянной при $\varphi=\pi/3$. Это значит, что в альмукантарате Солнца (в точках небосвода с тем же зенитным расстоянием, что и Солнце) составляющие яркости неба $B_м+B_q$ пропорциональны B_1, т. е. при $\vartheta=\vartheta_0$

$$B_м+B_q=C\pi S_\lambda e^{-\tau_{0z}\sec\vartheta_0}\,\frac{1}{4\pi}\,e^{-\tau\sec\vartheta_0}\tau\sec\vartheta_0. \qquad (6.11)$$

Здесь коэффициент пропорциональности C может быть получен из теоретических расчетов [17]; летом, когда подстилающая поверхность представляет собой растительный покров, он равен 0,4, зимой 1,2, а при произвольных альбедо q определяется из приближенного соотношения $C=0{,}133+1{,}33\,q$. Для оценки $B_м+B_q$ в других точках небосвода можно считать, что эти составляющие яркости для элементарного объема не зависят от высоты. Тогда, учитывая ослабление яркости от каждого элемента объема до наблюдателя и интегрируя вдоль направления визирования (аналогично тому, как получены формулы (6.8)), имеем

$$B_м+B_q\sim\frac{1-\exp\left[-\tau\sec\vartheta\right]}{1-\exp\left[-\tau\sec\vartheta_0\right]},\quad \vartheta\neq\vartheta_0. \qquad (6.12)$$

Окончательно полуэмпирическая формула яркости дневного неба получает вид

$$B=$$

$$=\begin{cases}\left[\pi S_\lambda\dfrac{f_1(\varphi)}{\tau}\,\dfrac{\exp\left[-\tau\sec\vartheta_0\right]-\exp\left[-\tau\sec\vartheta\right]}{\sec\vartheta-\sec\vartheta_0}\sec\vartheta+\dfrac{C}{4}\,S_\lambda e^{-\tau\sec\vartheta_0}\times\right.\\ \left.\times\,\tau\sec\vartheta_0\,\dfrac{1-\exp\left[-\tau\sec\vartheta\right]}{1-\exp\left[-\tau\sec\vartheta_0\right]}\right]e^{-\tau_{0z}\sec\vartheta_0},\quad \vartheta\neq\vartheta_0,\\ \left[\pi S_\lambda\dfrac{f_1(\varphi)}{\tau}\,e^{-\tau\sec\vartheta_0}\tau\sec\vartheta_0+\dfrac{C}{4}\,S_\lambda e^{-\tau\sec\vartheta_0}\right]e^{-\tau_{0z}\sec\vartheta_0},\quad \vartheta=\vartheta_0.\end{cases}$$

(6.13)

Сравнение формулы (6.13) с результатами расчетов [37] показывает согласие в пределах 10 %, а с результатами измерений в спектральном интервале 0,447—0,650 мкм, $57° \leqslant \vartheta_0 \leqslant 76°$, $28° \leqslant \varphi \leqslant 148°$ — согласие в пределах 30 %.

К настоящему времени данные о яркости неба существенно дополнены результатами экспериментальных исследований в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Отметим ряд общих закономерностей для ИК-области спектра, в которой относительная роль молекулярного рассеяния уменьшается и соответственно возрастает роль аэрозольного рассеяния. Основная особенность яркостной картины неба в ИК-области спектра состоит в появлении более значительного перепада яркостей (по сравнению с УФ и видимой областями) при переходе от углов визирования, близких к Солнцу, к углам, удаленным от него. В частности при изменении углового расстояния от Солнца от 15 до 90° яркость неба для $\lambda = 0{,}54$ мкм уменьшается в 5 раз, а для $\lambda = 0{,}7$ и 2,4 мкм соответственно в 20 и 60 раз. Бóльший диапазон изменения яркостей в ИК-области наблюдается и для абсолютных величин от дня ко дню (до 2000 раз). Качественно отмеченные закономерности легко объясняются большей ролью аэрозольного рассеяния и соответственно большей асимметрией индикатрисы рассеяния в этой области спектра.

Поляризация небосвода, впервые обнаруженная Араго (1858), из-за простоты наблюдений служила объектом многочисленных исследований. Для идеально чистой (молекулярной) атмосферы степень поляризации неба в соответствии с формулой Рэлея—Кабанна описывается простым соотношением

$$P = \frac{\sin^2 \varphi}{1{,}06 + \cos^2 \varphi}, \tag{6.14}$$

где φ — угол между направлением на Солнце и направлением визирования.

Строгие расчеты поляризации света дневного неба (М. Чандрасекар и Д. Эльберт (1958 г.), З. Секера (1956 г.), К. Коулсон, Дж. Даве и З. Секера (1960 г.)) были выполнены с учетом многократного молекулярного рассеяния и влияния альбедо подстилающей поверхности и показали [37], что качественно картина неба соответствует описываемой формулой (6.14), однако количественные расхождения с наблюдательными данными и при учете многократного молекулярного рассеяния остаются большими. Совокупное влияние многократного молекулярного и аэрозольного рассеяния приводит к еще более заметным отклонениям поляризационной картины от описываемой формулой (6.14). Результаты обобщения обширного наблюдательного материала привели Д. Г. Стамова к эмпирической формуле [23]:

$$P = P_{\text{м}} \frac{\sin^4 \varphi}{1 - P_{\text{м}} \cos^4 \varphi}, \tag{6.15}$$

которая удовлетворительно описывает поляризацию дневного неба в видимой области вдали от Солнца и горизонта, где влияние аэрозольного рассеяния, по-видимому, сказывается в меньшей степени.

Наряду с непрерывным изменением в основном линейной поляризации рассеянного солнечного излучения, на небосводе наблюдаются некоторые характерные точки, изображенные на рис. 6.5 в вертикале Солнца. Максимум степени поляризации наблюдается вблизи точки с минимальной яркостью на угловом расстоянии от Солнца $\varphi \approx 90°$. Положение этого максимума изменяется в пределах 3—5°, а величина не превышает 0,88 и чаще

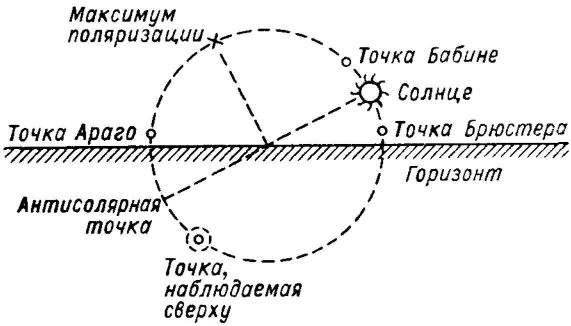


Рис. 6.5. Расположение максимума поляризации и нейтральных точек в солнечном вертикале.

всего заключена в пределах 0,5—0,7 в зависимости от оптических свойств атмосферы и подстилающей поверхности. Другими характерными точками с меняющимся положением в пределах 12—30° являются нейтральные точки: Бабине, Брюстера, Араго и наблюдаемая сверху точка (все с нулевой степенью поляризации). Для направлений визирования между нейтральными точками и Солнцем, а также между точкой Араго и антисолярной точкой наблюдается отрицательная поляризация (плоскость колебаний электрического вектора лежит в плоскости солнечного вертикала). Как в видимой, так и в инфракрасной областях спектра общей закономерностью является постепенное увеличение степени поляризации при удалении от Солнца до углов порядка 90°, а затем ее уменьшение. Такова грубая пространственная картина поляризации дневного безоблачного неба [5].

Неоднородность атмосферы и подстилающей поверхности, играющей большую роль в формировании рассеянного фона, существенно изменяет как картину поляризации неба, так и плоскость поляризации. При значительном помутнении атмосферы в отдельных точках неба может наблюдаться эллиптическая поляризация с отношением осей до 0,1. На рис. 6.6 и 6.7 приведены конкретные примеры распределения степени поляризации по небосводу для длин волн 0,7 и 2,16 мкм. Приведенные примеры соответствуют наблюдавшейся максимальной степени поляризации при длине волны 0,7 мкм и минимальной при 2,16 мкм. Как видно из рисунков, максимальная степень поляризации изменялась от 70 до 18 %. В целом характерно уменьшение степени поляризации с ростом длины волны. Это можно объяснить уменьшением влияния рэлеевского рассеяния [16].

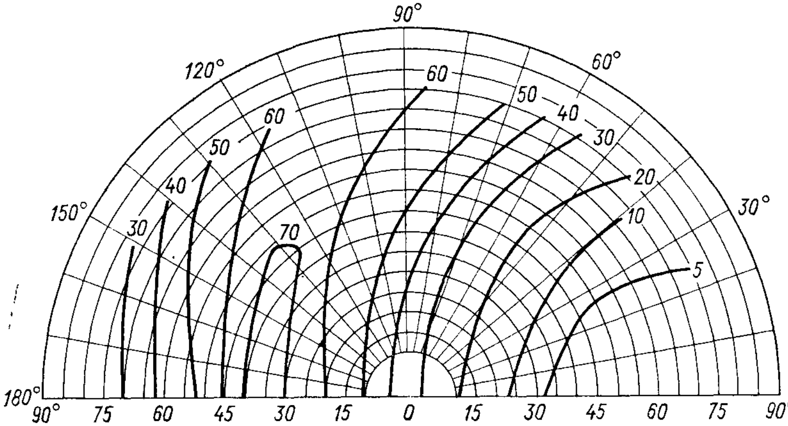


Рис. 6.6. Распределение степени поляризации по небосводу на длине волны 0,7 мкм ($\vartheta_0=60°$; $\tau=0{,}1$; $q=0{,}2$).

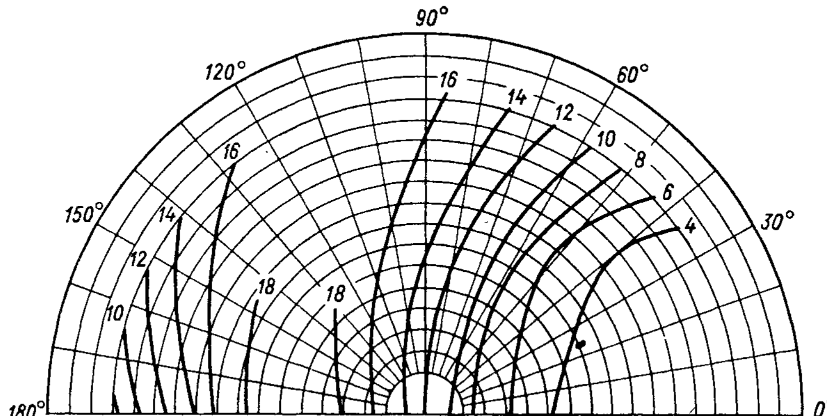


Рис. 6.7. Распределение степени поляризации по небосводу на длине волны 2,16 мкм ($\vartheta_0=60°$; $\tau=0{,}1$; $q=0{,}2$).

Значительное влияние на распределение и величину степени поляризации оказывает молекулярное поглощение, которое приводит к снижению эффектов многократного рассеяния и интенсивности отраженного подстилающей поверхности излучения. Наблюдения показывают [5] систематически более высокую степень поляризации в полосе поглощения по сравнению с соседними участками спектра. Так, поглощение в полосе водяного пара 0,94 мкм приводит в отдельных точках небосвода к увеличению степени поляризации по сравнению с областью 1,01 мкм на 10—15 %.

Как и для яркости, в настоящее время разработаны приближенные способы расчета степени поляризации безоблачного неба, удовлетворительно согласующиеся с результатами наблюдений [9, 38]. Отметим, что сильное влияние атмосферного аэрозоля на яркостные и поляризационные характеристики дневного безоблачного неба может быть использовано при решении обратной задачи определения свойств аэрозоля по результатам наблюдений свечения дневного неба. Несмотря на грубость возможных интегральных по оптической толще оценок для характеристик аэрозоля, чувствительность подобных методов оказывается достаточной для решения многих задач метеорологии и охраны окружающей среды.

6.3. Яркость и поляризация сумеречного неба

Заход Солнца за горизонт часто сопровождается завораживающими красочными картинами и по цветовой гамме, и по угловой

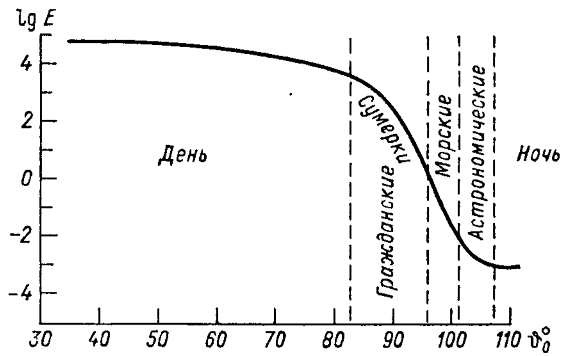


Рис. 6.8. Осредненная зависимость освещенности E горизонтальной площадки от зенитного расстояния Солнца ϑ_0.

структуре яркости. Состояние неба в этих условиях несет значительную научную информацию об аэрозольном составе атмосферы. Поэтому исследования сумеречного неба давно привлекали и продолжают привлекать внимание ученых, хотя выявление сложной связи сумеречных явлений с метеорологическими условиями и развеяло первоначальные оптимистические надежды на однозначную их связь с погодой.

Под сумерками понимают комплекс атмосферно-оптических явлений в период времени, разделяющий дневные условия освещения от ночи. На рис. 6.8 приведена осредненная зависимость освещенности (люксы) горизонтальной площадки E от зенитного расстояния Солнца ϑ_0 по данным В. В. Шаронова [32] для летнего безоблачного неба. По исторической традиции разделяют три стадии сумерек, как это показано на рис. 6.8. На первой стадии, когда Солнце погружается за горизонт на 6—8°, освещенность остается еще высокой и позволяет проводить любые «гражданские» работы, включая чтение. На второй стадии, когда Солнце погружается еще ниже вплоть до 12°, освещенность становится недостаточной для различения мелких деталей визуально наблюдаемых объектов. В это время видны только силуэты крупных объектов, в том числе береговая линия. Эта стадия получила название морских или навигационных сумерек. Наконец, морские сумерки сменяются астрономическими, которые длятся до погру-

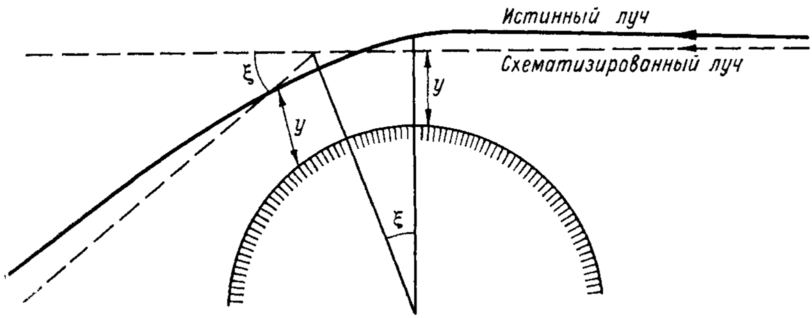


Рис. 6.9. Схема лучей при расчете рассеянного солнечного излучения в сумерки.

жения Солнца за горизонт на 18°. На этой стадии сумерек уже достаточно темно, но астрономические измерения еще затруднены.

Часто при сумерках возникают и некоторые экзотические атмосферно-оптические явления, такие, как зеленый луч (зеленое сияние после захода Солнца, чаще за морской горизонт), лучи Будды (отчетливые радиальные теневые полосы на фоне ярко окрашенного неба, если за горизонтом находятся облака или высокие горы) и ряд других. Общая картина сумеречных явлений живо и содержательно описана в монографии Г. В. Розенберга [23]. Здесь же представлен подробный анализ работ по основам теории и экспериментальным исследованиям сумеречных явлений, а также по обратным задачам теории сумерек. Поэтому отметим только, что крупный вклад в исследование сумерек внесли В. Г. Фесенков, Г. В. Розенберг, Н. М. Штауде, Н. Б. Дивари, Т. Г. Мегрелишвили и др. в СССР и Линк, Халбарт, Бигл, Фольц, Гуди, Эшберн и др. за рубежом [18].

Строгая теория сумеречных явлений в настоящее время существует только в приближении однократного рассеяния. Приведем ее краткое изложение, следуя в основном [23]. Рассмотрим схему лучей в земной атмосфере при расчете рассеянного солнечного излучения в сумерки, представленную на рис. 6.9. За счет оптической рефракции ход истинного луча искривляется тем сильнее, чем ниже проходит над поверхностью Земли. Для простоты расчетов будем рассматривать схематизированный луч с углом рефракции ξ. Этот угол зависит от высоты луча в перигее и с погрешностью до 5 %, согласно В. Г. Фесенкову, аппроксимируется формулой

$$\xi = 0{,}013e^{-0{,}16y}, \tag{6.16}$$

где единица высоты луча в перигее y — километры, а угла — радианы. При этом в результате искривления солнечного луча происходит смещение затеняющей части Земли (терминатора) на угол рефракции ξ. Как искривлением лучей, так и смещением терминатора можно пренебречь при больших значениях y (по расчетам для одной из вероятных моделей атмосферы при $y \geqslant 15$ км). Более существенным оказывается влияние рефракции на величину измеряемой освещенности за счет того, что после прохождения терминатора солнечные лучи перестают быть параллельными и расходятся веером. Этот эффект, получивший название рефракционной дивергенции, становится особенно заметным на большом удалении от терминатора r. Для больших r лучи можно считать прямолинейными и расходящимися под углами $\vartheta_0 = 2\xi$, где ϑ_0 — зенитное расстояние Солнца в месте наблюдения. Тогда угловое и линейное расстояние между двумя лучами с перигеем y и $y+\Delta y$ будут равны соответственно

$$\Delta\xi = \frac{d\,(2\xi)}{dy}\,\Delta y, \quad \delta = \Delta y + \Delta\xi r, \tag{6.17}$$

откуда

$$\delta = \left(1 - 2\frac{d\xi}{dy}\,r\right)\Delta y. \tag{6.18}$$

Если обозначить через E_0 освещенность в окрестности терминатора за пределами атмосферы, то освещенность в канале лучей с высотами перигеев y и $(y+\Delta y)$ будет равна

$$E\,(r) = E_0\,\Delta y/\delta = E_0\Big/\left(1 - 2\frac{d\xi}{dy}\,r\right), \tag{6.19}$$

где расстояние r от перигея луча до визируемой точки p определяется соотношением

$$r\,(R+h)\cos(\pi - \vartheta_p) \approx -R\cos\vartheta_{0p}, \tag{6.20}$$

где R — радиус Земли, равный $\sim$6370 км; h — высота точки p; ϑ_p — зенитное расстояние Солнца для наблюдателя в точке p. Оценки показывают [23], что при больших $\cos\vartheta_p$ (больших τ) рефракционное уменьшение освещенности остается значительным до $y = 30 \div 40$ км, т. е. заметно превышающих 15 км.

Определим теперь яркость сумеречного неба с учетом только однократного рассеяния, обозначая интенсивность прямого солнечного излучения через I_0, а создаваемую им освещенность через $E_0 = I_0\omega_0$, где ω_0 — телесный угол, под которым виден солнечный диск. Освещенность в точке визирования p может быть записана в виде

$$E_p = T_p E(r)\,\omega_0, \tag{6.21}$$

где T_p — прозрачность атмосферы до точки p. Элементарный объем dV около точки p за счет однократного рассеяния излучения и последующего ослабления рассеянного излучения будет иметь яркость

$$dB_1 = \frac{f_1(\varphi, l)\, E_p(r)\, T_N\, dV}{l^2\, d\omega}, \tag{6.22}$$

где $f_1(\varphi, l)$ — индикатриса рассеяния; $d\omega = dV/l^2 dl$ — телесный угол, под которым виден из точки наблюдения N элементарный объем dV; T_N — прозрачность атмосферы на пути от точки p до точки N; l — расстояние от N до p. Интегрирование (6.22) по всему расстоянию l определит окончательное выражение для яркости однократно рассеянного излучения при сумерках:

$$B_1 = \int\limits_0^{l_{\max}} f_1(\varphi, l)\, T_N T_p\, dl. \tag{6.23}$$

Уточним входящие в (6.23) величины. Прозрачность атмосферы вне линий поглощения можно записать в виде

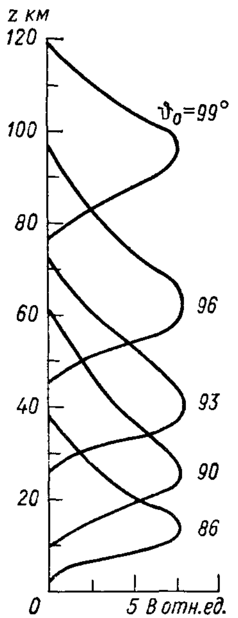
$$T_N = \exp\left[-\int\limits_0^l k(l)\, dl\right] = \exp\left[-\int\limits_{h_0}^h k(h)\,\frac{dh}{\cos\vartheta_N}\right] =$$
$$= \exp\left[-m(\vartheta_N)\left[\tau(h) - \tau(h_0)\right]\right], \tag{6.24}$$

где $m(\vartheta_N)$ — воздушная масса в направлении линии визирования ϑ_N из точки N; h и h_0 — высоты точки визирования и точки наблюдения p соответственно; $dl = dh/\cos\vartheta_p$, ϑ_p — зенитное расстояние линии визирования из точки p; k — коэффициент аэрозольного ослабления; $\tau(h)$ — оптическая толща атмосферы за счет аэрозольного ослабления до высоты h. Точно так же

$$T_p = \begin{cases} e^{-m(\vartheta_{0p})\,\tau'(h)} & \text{при } p \text{ ближе перигея,} \\ e^{-2m(\pi/r)\,\tau'(y) + (\pi - \vartheta_{0p})\,\tau'(h)} & \text{при } p \text{ дальше перигея,} \end{cases} \tag{6.25}$$

где ϑ_{0p} — зенитное расстояние Солнца в точке визирования p; $\tau'(h)$ — оптическая толща выше высоты h. Вторая строчка в (6.25) записана в такой форме, которую как предпочтительную рекомендовала Н. М. Штауде. Сомножитель E_p определяется выражением (6.21). Предел интегрирования $l_{\max}$ зависит от направления визирования и представляет собой либо бесконечность, либо расстояние до пересечения линии визирования с земной поверхностью.

Анализ формулы (6.23) показывает [23], что основная доля однократно рассеянного излучения, приходящего к наблюдателю на земной поверхности, обусловлена рассеянием прямого солнечного излучения в сравнительно тонком слое. Это обстоятельство и является основанием для различных методов исследования аэрозольного состояния атмосферы путем спектрофотометрирования сумеречного неба. Не останавливаясь на описании этих методов, обстоятельный обзор которых содержится в [18], приведем лишь одну иллюстрацию «разрешающей» способности сумеречных методов зондирования атмосферы.



На рис. 6.10 из [18] по результатам расчетов Фольца и Гуди приводятся примеры высотной структуры эффективного сумеречного слоя при различных зенитных расстояниях Солнца ϑ_0 и постоянном зенитном расстоянии линии визирования $\vartheta_N = 70°$ в вертикале Солнца (азимут равен 0°). Как видно из рисунка, по мере погружения Солнца за горизонт высота эффективно рассеивающего слоя атмосферы (сумеречного слоя) увеличивается от 15—20 до 100 км с полушириной кривой осреднения по высоте около 10 км, что при решении многих геофизических задач можно считать приемлемым.

Рис. 6.10. Высотные профили градиентов яркости B эффективного сумеречного слоя при различных зенитных расстояниях ϑ_0 ($\lambda = 0{,}37$ мкм).

Выше мы рассмотрели теорию сумеречного неба при учете только однократного рассеяния. В общем случае яркость сумеречного неба можно представить в виде суммы компонент

$$B = B_1 + B_м + B_з + B_э, \tag{6.26}$$

где B_1 — яркость неба за счет однократного рассеяния; $B_м$ — яркость неба за счет многократного рассеяния; $B_з$ — яркость попадающих в поле зрения звезд и зодиакального света; $B_э$ — яркость эмиссионного свечения атмосферы. Из перечисленных компонент последние две при сумеречных измерениях легко устраняются. Яркость $B_э$ исключается из измерений путем выделения узких участков спектра вне эмиссионных линий, а яркость $B_з$ — путем наблюдения ночного неба, яркость которого слабо изменяется со временем.

Сложнее обстоит дело с учетом влияния многократного рассеяния на яркость сумеречного неба. Именно это влияние может поставить под сомнение оценки и выводы, вытекающие из теории однократного рассеяния, а также дееспособность методов сумеречного зондирования. В частности, ошибочная переоценка роли многократного рассеяния Е. Гальбартом (1938 г.) в свое время сыграла пагубную роль в развитии сумеречных методов зондирования [23]. Дальнейшие исследования в этом направлении путем сравнения результатов расчета интенсивностей однократно и двукратно рассеянного излучения для различных моделей атмосферы внесли ясность в этот вопрос. В табл. 6.1 приведены результаты расчетов отношения I_2/I_1, где I_1 и I_2 — интенсивности соответственно одно- и двукратного излучения.

Таблица 6.1

Значения I_2/I_1 по данным некоторых авторов

Автор	ϑ_0^0				
	92	94	96	98	100
Гальбарт	—	0,01	0,11	1,3	85
Штауде	0,20	0,23	0,33	0,62	0,63
Юдалевич	—	0,30	0,49	0,76	0,78

Более подробный анализ расчетных и экспериментальных данных приводит к выводу, который следует из табл. 6.1, а именно [23]: в период полусумерек и полных сумерек основным фактором, обусловливающим яркость неба, является однократное рассеяние прямых лучей Солнца; только в период глубоких сумерек доминирующим становится многократно рассеянное излучение, поэтому, с точки зрения извлечения информации о строении атмосферы, интерес представляют только полусумерки и полные сумерки.

Поляризация сумеречного неба при учете только однократного рассеяния солнечного излучения рассчитывается аналогично тому, как это было сделано выше для первого параметра Стокса (для яркости). В [23] приведены формулы для всех четырех параметров Стокса, однако дальнейшего анализа этих формул не приводится. По-видимому, в немалой степени это связано с тем, что ко времени подготовки этой монографии в печать «поляризационные исследования сумеречного неба имели своей главной задачей отыскание непосредственной связи с погодой и признаков, облегчающих их прогнозирование. Однако... эти поиски не увенчались успехом» [23].

Общие закономерности поляризации сумеречного неба, весьма чувствительной к аэрозольному составу атмосферы (а не к погоде вообще), сводятся кратко к следующему [23]. Прежде всего, в первых же наблюдениях было обнаружено, что нейтральные точки небосвода в сумерки проявляют усиленную подвижность. Результаты измерений степени поляризации в других участках неба показывают, что она сначала увеличивается с возрастанием зенитного расстояния Солнца, а затем убывает. В частности, для зенита максимум степени поляризации $P=0{,}7\div0{,}8$ достигается при $\vartheta = 92 \div 94°$. Дальнейшее убывание степени поляризации для зенита также оказывается не монотонным. Наблюдаются отдельные и сдвоенные минимумы в диапазоне зенитных расстояний Солнца 96—107° со степенью поляризации 0,15.

Аналогичные закономерности для поляризации сумеречного неба наблюдались и в других участках неба. Все эти общие закономерности легко объясняются влиянием трех факторов: соотношением однократно и многократно рассеянного излучения, изменчивостью аэрозольного состава атмосферы, различной ролью эмиссионного свечения атмосферы в разные периоды сумерек. Так, представляется логичной интерпретация Г. В. Розенберга [23] минимумов на кривых поляризации в области зенитных расстояний 96—100° присутствием аэрозоля на соответствующих высотах, а убывание степени поляризации при углах более 102° увеличивающейся ролью неполяризованного свечения ночного неба. Сравнение результатов поляризационных измерений для различных участков спектра подтверждает такую интерпретацию.

6.4. Пропускание и отражение солнечного излучения облаками

Проблема распространения солнечного излучения через облака относится к одной из классических областей теории, связанной с необходимостью решения уравнения переноса излучения. Наряду с общими трудностями, которые уже обсуждались, при решении указанного уравнения возникают и дополнительные. Поэтому полное и точное решение проблемы в математическом отношении до настоящего времени далеко от своего завершения. Основные успехи последних лет в этом направлении связаны с дальнейшим развитием приближенных и асимптотических (в смысле оптических глубин) методов решения уравнения переноса излучения, а также с применением методов Монте-Карло, которые приобрели статус эталонных.

Другая совокупность трудностей, не позволяющая построить однозначной физической картины для поля рассеянного солнечного излучения в атмосфере при наличии облаков, связана с непрогнозируемым пока разнообразием формы, размеров и состава облачных образований. Твердую основу под собой имеют только эмпирические статистические модели облачных образований, основанные на результатах наземных, самолетных и спутниковых наблюдений. Использование таких моделей, далеких пока от совершенства, определяет в конечном счете круг тех задач по радиационному режиму атмосферы, для которых итоговая точность решения оказывается достаточной.

В связи со спецификой наших интересов (аэрозольное рассеяние) рассмотрим относительно простой случай — перенос солнечного излучения вне полос молекулярного поглощения. Этот случай соответствует в реальных условиях радиационному режиму для видимой области спектра и в окнах прозрачности для инфракрасной области. На основании результатов решения уравнения переноса излучения рассмотрим зависимость пропускания и отражения облака от таких параметров, как оптическая толща τ_0 и зенитное расстояние Солнца ϑ_0. В такой постановке приближенное решение задачи получено и подробно рассмотрено в монографиях В. В. Соболева [25] и Е. М. Фейгельсон [27, 28]. Исходным для решения является уравнение переноса излучения, записанное для монохроматического излучения в следующей форме:

$$\cos\vartheta \frac{\partial B}{\partial \tau} + B(\tau, r) = \frac{k}{2\pi} \int B(\tau, r') f(r', r)\, d\omega +$$

$$+ \frac{kS}{4} \exp[-(\tau_0 - \tau)/\mu_0] f(r_0, r), \tag{6.27}$$

где $B(\tau, r)$ — яркость коротковолнового монохроматического излучения, $\tau = \int\limits_0^z k(z)\,dz$ — оптическая толща; z — вертикальная координата, отсчитываемая от нижней границы облака; k — коэффициент аэрозольного ослабления; τ_0 — оптическая толща облачного слоя при $z=H$; $\mu_0 = \cos\vartheta_0$ — направление распространения прямого солнечного излучения; r — направление распространения рассеянного солнечного излучения, характеризуемого полярным углом ϑ и азимутом ψ; πS — интенсивность прямого солнечного излучения на верхней границе облака.

Для получения приближенного решения (6.27) Фейгельсон использовала индикатрису рассеяния $f(r', r)$ в виде ряда по полиномам Лежандра, ограничиваясь первыми тремя членами разложения [27]:

$$\frac{\sigma}{4\pi} f(r', r) = 1 + c_1 P_1 [\cos(r', r)] + c_2 P_2 [\cos(r', r)], \tag{6.28}$$

где c_1 и c_2 — постоянные; P_1 и P_2 — полиномы Лежандра. Позднее соответствующие расчеты были выполнены и для более вытянутых индикатрис рассеяния [28].

Граничные условия, дополняющие уравнение (6.27), задаются значениями яркостей рассеянного излучения на нижней и верхней границах облака. Рассеянное излучение, приходящее на границы облака извне, можно считать изотропным и тогда

$$B(0, \vartheta) = \frac{1}{\pi} F_1(0), \quad 0 \leqslant \vartheta \leqslant \pi/2,$$

$$B(\tau_0, \vartheta) = \frac{1}{\pi} F_2(\tau_0), \quad \pi/2 \leqslant \vartheta \leqslant \pi, \tag{6.29}$$

где индексами 1 и 2 обозначены потоки излучения

$$F(\tau) = \int\limits_{0}^{2\pi 0;\ 1} \int\limits_{-1;\ 0} B(\tau, \mu, \psi)\, \mu\, d\mu\, d\psi,$$

приходящие соответственно на нижнюю и верхнюю границы облака.

Не останавливаясь на промежуточных громоздких выкладках, приведем окончательное приближенное решение (6.27) для $H = 100$ м. Для яркости рассеянного излучения, выходящего через нижнюю границу облака, это решение имеет вид

$$B(0,\ \vartheta,\ \psi) = \frac{F_1(0)}{\pi}\left[1 - \frac{1+2\cos\vartheta}{(3-c_1)\,\tau_0}\,\frac{3}{2}\right] +$$

$$+\frac{F_2(0)}{\pi}\,\frac{1+2\cos\vartheta}{3+(3-c_1)\,\tau_0}\,\frac{3}{2} + \left\{\frac{3\cos\vartheta_0\,(1+2\cos\vartheta)}{24+8\tau_0\,(3-c_1)}\left[(1+4\cos\vartheta_0) -\right.\right.$$

$$\left.\left.-\frac{1}{3}c_1\cos\vartheta_0 + \frac{c_2}{24}(3\cos^2\vartheta_0 - 1)(3 - 2c_1\cos\vartheta_0 + 2\cos\vartheta_0)\right]\right\}. \qquad (6.30)$$

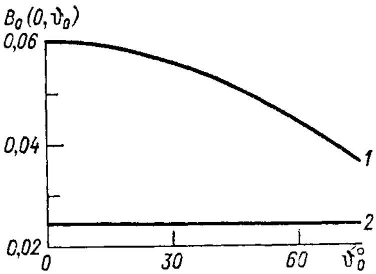


Рис. 6.11. Угловое распределение яркости рассеянного излучения, выходящего через нижнюю границу облака для $H=300$ м (*1*) и $H=600$ м (*2*) [17].

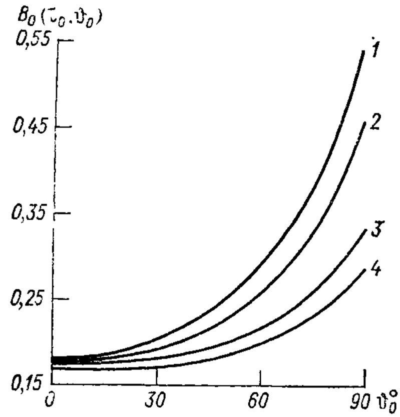


Рис. 6.12. Угловое распределение яркости рассеянного излучения, выходящего через верхнюю границу облака.

1) $\psi=180°$, *2*) $\psi=135°$, *3*) $\psi=90°$, *4*) $\psi=45°$.

Аналогичное выражение получается и для яркости рассеянного излучения, выходящего через верхнюю границу облака.

Непосредственно из формулы (6.30) видно, что яркость рассеянного излучения на нижней границе не очень тонкого облака не зависит от азимута (рис. 6.11).

На рис. 6.12 приведена зависимость яркости рассеянного излучения от азимута при наблюдении сверху облака со значением $H=300$ м. Видно, что в этом случае яркость рассеянного излучения зависит не только от угла ϑ, но и от азимута ψ. При этом яркость рассеянного вверх излучения возрастает по направлению к горизонту и достигает максимального значения при $\vartheta=90°$ и $\psi=180°$. Однако для более вытянутых индикатрис рассеяния расчеты показывают, что при высоких положениях Солнца (например, при $\vartheta_0=30°$) могут наблюдаться и высокие колебания яркости в зависимости от ϑ, так что в надире яркость может превышать ее значение в направлении горизонта.

Спектральную зависимость яркости рассеянного излучения в облаках, на первый взгляд, следует ожидать такой же, как и для безоблачного неба. Это кажется естественным, если иметь в виду практически нейтральное ослабление солнечного излучения облаками по крайней мере в видимой области спектра. Однако подробный анализ, выполненный Б. Т. Ташеновым [26], показал, что за счет зависимости индикатрисы рассеяния от длины волны имеет место характерный спектральный ход яркости однородного облачного слоя. Этот ход, рассчитанный для облачного слоя в относительных единицах (в единицах интенсивности прямого солнечного излучения вне атмосферы πS) и в предположе-

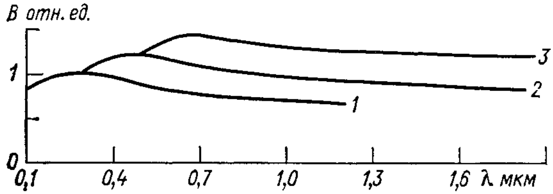


Рис. 6.13. Спектральная зависимость яркости рассеяния однородного облачного слоя с оптической толщей $\tau=20$.
1) $r_0=3{,}3$ мкм, 2) $r_0=5$ мкм, 3) $r_0=7{,}5$ мкм.

нии, что отсутствует влияние промежуточных слоев атмосферы и отражения подстилающей поверхности, приведен на рис. 6.13. Перепад яркости в спектральном диапазоне от 0,3 до 2 мкм достигает 40 % при оптической толще облака $\tau=20$ и имеет максимум в видимой области спектра, а величина и спектральный ход яркости облака заметно зависят от эффективного радиуса капель облака r_0.

Заметная зависимость спектрального хода яркости от размеров облачных капель может быть использована для решения обратной задачи. Сложность состоит в том, что при этом помимо необходимости измерений в широком спектральном интервале (для выявления максимума) следует учитывать также такие факторы, как влияние на спектральный ход яркости отраженного солнечного излучения и спектральную зависимость яркости промежуточных (над- и подоблачных) слоев атмосферы. Анализ показывает, что принципиальная возможность определения размеров облачных капель по результатам измерений спектральной яркости облачного неба имеется, несмотря на искажающее влияние в реальных условиях указанных факторов.

Приведенный выше пример асимптотического решения уравнения переноса излучения для однородного, бесконечно протяженного и большой толщины облака представляет интерес скорее для получения качественной картины. Реальные облака представляют собой образования со сложной и динамически изменчивой структурой, которая обусловливает соответственно сложную статистическую структуру яркости облачного неба.

При рассмотрении статистических характеристик яркости рассеяния облачными образованиями, следует иметь в виду два аспекта. Во-первых, временная изменчивость и пространственная неоднородность облачных образований обусловливают сложную статистическую структуру яркости облачного неба в каком-либо конкретном месте наблюдения. В этом случае говорят о статистических характеристиках облачного неба. Во-вторых, для учета радиационных атмосферных процессов при решении климатологических задач необходимо знать свойства облачности (и потоков радиации) в планетарном масштабе. Здесь также возникает вопрос о статистических характеристиках потоков излучения, но уже с точки зрения повторяемости и распределения по климатическим зонам.

Наличие вариаций яркости неба как во времени, так и в пространстве оправдывает применение статистических методов их описания. В большинстве случаев соответствующие характеристики выбираются, исходя из предположения об изотропности и однородности радиационных полей и нормальности распределения вероятностей значений яркости. Поэтому для количественного описания вариаций яркости безоблачного неба обычно используются лишь функции первого и второго моментов. Но функции распределения вариаций яркости облачных образований могут заметно отличаться от нормального распределения, менять свой характер в зависимости от вида и вертикальной протяженности облаков, а для разорванной кучевой облачности иметь бимодальную форму. Пределы изменений стандартных отклонений — от 0,15 при сплошной облачности верхнего и среднего яруса до 0,48 при мощной кучевой облачности.

Из данных самолетных измерений следует, что верхняя граница частотного спектра яркости (при сканировании на поверхности облаков со скоростью 50 м/с) составляет 10 Гц, а нижняя определяется наибольшими размерами облачных образований и составляет доли герц. Вид пространственных (временных при сканировании) спектров полей яркости кучевых, высоко-кучевых и перистых облаков существенным образом зависит от направления визирования. При этом величина низкочастотных спектров в направлении на горизонт выше, чем вблизи зенита, что является результатом эффекта затенения при визировании на горизонт. Отметим, что статистическое описание облачных образований и градация облачного неба по характерным статистическим свойствам представляет интерес не только для решения задач о радиационном режиме при переменной облачности, но и для описания фоновых помех.

К числу важных статистических характеристик облачного неба относится вероятность закрытости направления визирования облаками. В метеорологии количество облаков (десятые доли) характеризует долю закрытости облаками воображаемой полусферы с центром в пункте наблюдения. В [19] получена следующая эмпирическая формула для связи количества облаков P и закрытости в зените $P(0)$:

$$P = P(0) + 0{,}5\,[1 - P(0)]\,P(0). \qquad (6.31)$$

Для зависимости закрытости направления визирования облаками от зенитного угла наблюдения ξ получена формула [19]

$$P(\xi)=1-\varkappa\int\limits_0^{\infty}P(h)\,dh\int\limits_{h\,\mathrm{tg}\,\xi}^{\infty}(S-h\,\mathrm{tg}\,\xi)\,P(S)\,dS, \tag{6.32}$$

где $\varkappa$ — частота облаков (среднее число облаков или просветов на единицу длины); $P(S)$ — плотность вероятности распределения просветов между облаками; $P(h)$ — плотность вероятности вертикальной протяженности отдельных облаков. Величины $\varkappa$, $P(S)$ и

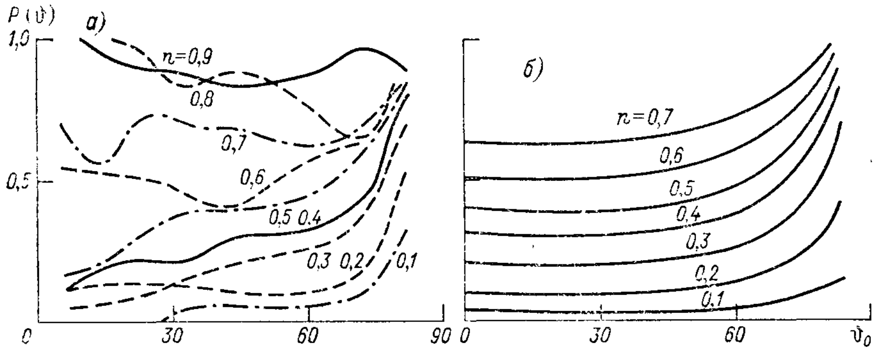


Рис. 6.14. Измеренные (*а*) и расчетные (*б*) зависимости закрытости направления визирования P от зенитного угла ϑ_0 при различном количестве облаков n.

$P(h)$ определяются экспериментально по наземным или самолетным измерениям.

На рис. 6.14 *а* приведены результаты экспериментальных исследований закрытости небосвода в зависимости от зенитного угла наблюдения при количестве облаков 0,1—0,9, а на рис. 6.14 *б* — результаты расчетов по формуле (6.32). Из сравнения рисунков следует качественное согласие расчетных и экспериментальных данных, полученных с невысокой точностью и осредненных по небольшому числу измерений.

В последующие годы появилось много материала об облачности, полученного по наблюдениям с ИСЗ как над сушей, так и над различными акваториями Мирового океана. Этот материал может служить исходным для постановки и решения задачи о статистических характеристиках облачности и потоков радиации при облачности. Одна из первых таких попыток осуществлена в работе [1]. На основании анализа экспериментальных данных по сезонно-географическому распределению облачности над Мировым океаном авторы [1] выбирают для распределения количества облаков над зоной 10×10° четыре режима (A, B, C, D) с эмпирическим законом в виде бета-распределения

$$B(\varkappa,\ p,\ q)=\frac{\Gamma(p+q)}{\Gamma(p)\,\Gamma(q)}\,\chi^{p-1}(1-\chi)^{q-1}, \tag{6.33}$$

где p и q определяются как эмпирические параметры, Г-гамма-функции. Каждый из четырех режимов имеет свой набор параметров p и q: A ($p=1{,}37$, $q=7{,}25$); B (1,48; 4,45); C (1,96; 2,81) и D (2,04; 1,60). Случайная величина χ, характеризующая количество облаков, представляет собой абсолютный балл облачности, т. е. отношение площади, закрытой облаками в зоне, к площади всей зоны. Распределение оптической толщи в отдельном облаке принимается близким к равномерному, а именно

$$f(\tau)=\begin{cases}\dfrac{1}{\tau_2-\tau_1}, & \tau_1\leqslant\tau\leqslant\tau_2,\\ 0, & \tau_2\leqslant\tau<\tau_1,\end{cases} \tag{6.34}$$

где τ_1 и τ_2 — значения τ, начиная с которых относительная частота появления этой величины падает в 10 раз. Поток суммарной радиации $E(\tau)$ вычисляется по приближенной формуле:

$$E(\tau)=\frac{2+3\cos\theta}{4+0{,}45\tau}\,0{,}3815+\left[0{,}174e^{-3{,}135mc}+0{,}826e^{-0{,}0135mc}\right]\times$$
$$\times\left[0{,}464e^{-0{,}1221c\tau}+0{,}536e^{-0{,}0009c\tau}\right]0{,}5169, \tag{6.35}$$

где $c=(\tau+8{,}64)^2/\tau$; m — интегральное влагосодержание в г/см^2. Из формулы (6.35) видно, что при равномерном законе распределения для τ случайная величина $E(\tau)$ имеет сильно несимметричное распределение. Поэтому величина дисперсии здесь является малоинформативной характеристикой, а более наглядными статистическими характеристиками будут среднее значение и ширина распределения, определяемая разностью величин $E(\tau_1)$ и $E(\tau_2)$.

При решении многих практических задач большой интерес представляют потоки солнечной радиации для мезомасштабных облачных систем горизонтальными размерами от нескольких десятков до нескольких сотен километров. В основе решения таких задач лежит решение стохастического уравнения переноса излучения, результатом которого является связь между стохастическими характеристиками полей облачности и радиации. Путем усреднения стохастического уравнения переноса в работах Г. М. Вайникко [3] получены замкнутые уравнения для средней интенсивности при специальной модели разорванной облачности. Замкнутые уравнения для моментов интенсивности любого порядка получены в [4] в предположении, что случайное поле облачности представляет собой марковский случайный процесс на любой выделенной прямой с пуассоновским потоком точек. Результаты решения стохастического уравнения переноса с той или иной моделью разорванной облачности позволили выявить ряд важных закономерностей. Приведем некоторые из них.

На рис. 6.15 *а* по данным [4] приведена зависимость прямого потока пропущенного солнечного излучения S от относительной продолжительности солнечного сияния $S_{\odot}$, которую в первом приближении можно считать равной $1 - P$. Кривая *2* на рисунке получена расчетным методом [4] и хорошо согласуется с результатами измерений (точки *1*). Оптические параметры облачного

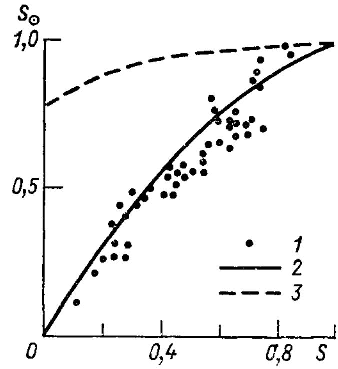


Рис. 6.15. Зависимость среднего прямого потока солнечного излучения от продолжительности солнечного сияния при разорванной облачности [30].

Зенитное расстояние Солнца 30°, толщина облака 0,5 км, коэффициент рассеяния 30 км$^{-1}$, угловые характеристики рассеянного излучения соответствуют модели облака C_1 по Дейрменджану.
1 — экспериментальные данные, *2* — стохастическая облачность, *3* — средняя среда.

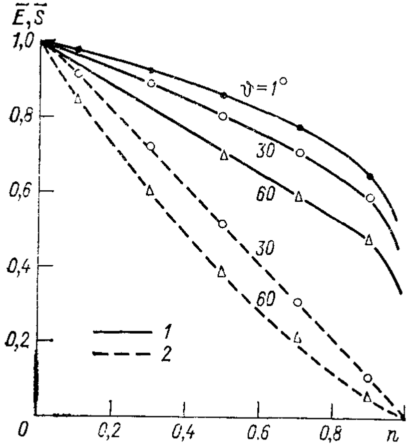


Рис. 6.16. Зависимость средних суммарного $\overline{E}$ (*1*) и прямого $\overline{S}$ (*2*) потоков солнечного излучения от количества облаков n при различных ϑ_0.

Характеристики облаков — см. подпись к рис. 6.15.

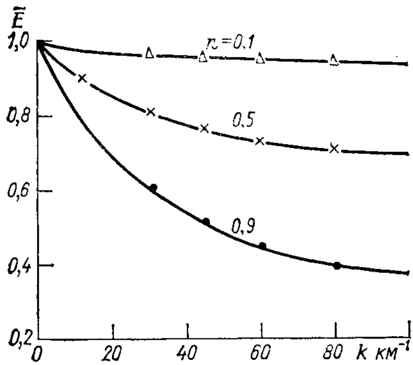


Рис. 6.17. Зависимость среднего суммарного потока солнечного излучения $\overline{E}$ от коэффициента ослабления в облаке k при разном количестве облаков n.

Характеристики облаков — см. подпись к рис. 6.15.

рассеивающего объема при этих вычислениях были рассчитаны по формулам Ми для длины волны 0,69 мкм и облака C_1 по Дейрменджану. Для рассматриваемой модели облака были выполнены расчеты в предположении сплошной облачности с некоторой эквивалентной оптической толщей (кривая *3*). Как видно из рис. 6.15, зависимость прямого потока S от величины $S_{\odot}$ в этом случае существенно не совпадает с экспериментальными данными.

Для реальных облаков, имеющих сложную геометрическую форму, при расчете даже средних потоков солнечного излучения важно учитывать также взаимодействие солнечного излучения с боковыми сторонами облаков, т. е. краевые эффекты. Примеры такого учета приведены в работе [24] для моделей облаков в форме цилиндров и усеченных параболоидов. Характер зависимости потоков прямого и суммарного (в сумме с рассеянным потоком) от зенитного расстояния Солнца и коэффициента ослабления k облаков следует из рис. 6.16 и 6.17 соответственно. Как видно из этих рисунков, имеет место нелинейная зависимость потоков коротковолновой солнечной радиации от количества облаков и оптической толщи облаков. Характер этих зависимостей однозначно интерпретируется увеличением кратности рассеяния при увеличении количества облаков и зенитного расстояния Солнца. При этом случайные по своей природе краевые эффекты оказывают существенное влияние на средний радиационный режим разорванной облачности.

6.5. Влияние рассеянного солнечного излучения на результаты космических наблюдений

Широкое применение методов аэрофотографии и фотометрирования (включая фотографирование) из космоса требует разработки методов соответствующего учета и исключения искажающего влияния рассеянного солнечного излучения на результаты аэрокосмических наблюдений. Переход в последние годы от фотометрирования подстилающей поверхности и объектов на ней в относительных единицах к спектрофотометрированию в абсолютных единицах существенно повышает требования к точности, с которой должна учитываться яркость атмосферы при определении спектральной яркости самой подстилающей поверхности. Необходимость и точность учета яркости атмосферы для вычитания последней из измеренной суммарной яркости подстилающей поверхности и атмосферы следуют из целого ряда конкретных задач, подробный обзор которых содержится в монографии [14].

Первые расчеты яркости атмосферы при наблюдении сверху с учетом аэрозольного рассеяния были проведены в 50-х годах. Именно к этому времени был накоплен определенный эмпирический материал для обоснованного построения приближенной модели аэрозольной атмосферы и выбора необходимых оптических характеристик атмосферы.

В работе [33] предложена замкнутая оптическая схема безоблачной атмосферы, для которой исходными характеристиками являются горизонтальная метеорологическая дальность видимости $S_{\text{м}}$ на уровне земной поверхности и спектральная оптическая толща атмосферы $\tau_0(\lambda)$ в зените. Все остальные необходимые для расчета оптические характеристики определяются через исходные. Предполагается, что коэффициенты аэрозольного и рэлеевского рассеяния уменьшаются с высотой экспоненциально. Для всей атмосферы выбираются средние индикатрисы аэрозольного рассеяния на основании экспериментальных данных. В качестве решения уравнения переноса использованы приближенные формулы В. В. Соболева [25], которые при вычислении яркости атмосферы для наблюдения сверху приводят к ошибкам не более 15 % даже при сильно вытянутой индикатрисе и больших оптических толщах ($\tau_0=0{,}8$).

Результаты расчетов [33, 34] представляют собой обширные таблицы для многих экспериментальных ситуаций. На материале этих таблиц могут быть отмечены и некоторые закономерности. В частности, из расчетных данных следует, что с ростом угла визирования яркость атмосферы растет, а с ростом зенитного расстояния Солнца яркость в надире убывает. Влияние альбедо подстилающей поверхности таково, что с ростом альбедо яркость атмосферы возрастает почти линейно. При этом в случае больших альбедо ($A \geqslant 0{,}2$) зависимость яркости атмосферы от зенитного угла Солнца, азимута и оптической толщи τ существенно ослабляется, а в области больших углов визирования (>75°) эта зависимость исчезает совсем.

В работе [30] расчеты выполнены для двухслойной горизонтально однородной рассеивающей атмосферы. В верхнем слое с оптической толщей $\tau_0/4$ принята почти рэлеевская индикатриса рассеяния, а в нижнем слое брались индикатрисы рассеяния из экспериментальных данных и варьировались в широких пределах. В табл. 6.2 приведены диапазоны изменений основных парамет-

Таблица 6.2

Параметры и их значения для расчета оптических характеристик

Параметр	Значения по [33, 34]	Значения по [30]
Оптическая толща	0,2, 0,3, 0,5	0,2, 0,4, 0,6, 0,8
Азимут, °	0, 90, 180	0, 45, 90, 135, 180
Зенитный угол Солнца, °	20, 40, 60, 80	30, 45, 60, 75
Угол визирования, °	0, 20, 40, 60, 85	0, 15, 30, 45, 60
Альбедо	0, 0,2, 0,5, 0,75, 1,0	0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,6, 0,8

ров, для которых были выполнены расчеты в [30], а также для сравнения и в [33, 34]. Для анализа результатов расчета в [30] построены карты изофот для яркости атмосферы, из которых следует, что последние близки к параллелям как для больших, так и для малых зенитных углов Солнца, т. е. имеет место слабое азимутальное изменение яркостей.

Важный вывод из результатов расчета относится к роли вытянутости индикатрисы рассеяния. На рис. 6.18 показана зависимость яркости атмосферы от формы индикатрисы. Верхняя кривая соответствует наименьшей вытянутости, когда отношение рассеянного излучения в переднюю и заднюю полусферы составляло 2,4; нижняя кривая — для отношения, равного 8,4. Как следует из рисунка, яркость атмосферы слабо зависит от формы индикатрисы рассеяния и, следовательно, анизотропность рассеяния может учитываться при такого рода расчетах довольно грубо. С увеличением альбедо расхождение значений яркости для различных индикатрис становится еще меньше, т. е. роль анизотропии рассеяния уменьшается. Тем не менее расчетные данные Каулсона [37] для молекулярной атмосферы приводят к зависимостям совершенно отличным, а иногда и обратным по сравнению с зависимостями для аэрозольной атмосферы. Так, в чисто молекулярной атмосфере солнечный горизонт может оказаться менее ярким, чем противоположный. Интересно отметить, что в целом молекулярная атмосфера в видимой области спектра оказывается

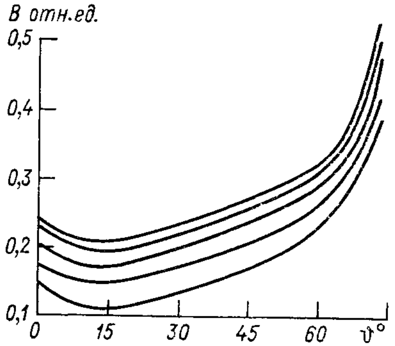


Рис. 6.18. Зависимость яркости атмосферы при наблюдении сверху от угла визирования ϑ в вертикале Солнца при различно вытянутых индикатрисах рассеяния ($\tau_0 = 0{,}6$, $\vartheta_0 = 30°$).

ярче, чем замутненная, и различие увеличивается с уменьшением зенитного угла Солнца и с ростом τ_0.

Последующее существенное развитие теории переноса солнечного излучения (в том числе с учетом сферичности атмосферы) и задачи по интерпретации экспериментальных данных, полученных с космических кораблей и орбитальных станций, стимулировали разработку более точных численных методов, включая метод статистических испытаний (метод Монте-Карло). С помощью метода Монте-Карло удалось определить параметры полей излучения атмосферы при учете реальной геометрии и произвольного распределения аэрозольных и поглощающих компонентов атмосферы. Обширные результаты именно таких расчетов, выполненных в Вычислительном центре Сибирского отделения АН СССР, обеспечили возможность не только обоснованной интерпретации данных спектрофотометрии сумеречной и дневной атмосферы, но и определить оптимальные условия аэрокосмических наблюдений для решения обратных задач атмосферной оптики [11, 21].

Пример расчета спектральной зависимости яркости сумеречного горизонта, когда особенно важен и был выполнен учет сферичности атмосферы, приведен на рис. 6.19. Как видно из рисунка [21], наблюдается хорошее качественное согласие расчетных и экспериментальных кривых. Хорошо прослеживаемый широкий минимум вблизи длины волны 0,6 мкм обусловлен поглощением атмосферным озоном в полосе Шаппюи. Количественное различие расчетных и экспериментальных кривых естественно объясняется возможным несоответствием оптической модели атмосферы и реальными условиями, которые при измерениях не контролировались.

Искажающее влияние рассеянного солнечного излучения при аэрокосмических наблюдениях сводится не только к присутствию аддитивной постоянной составляющей в измеряемой суммарной яркости подстилающей поверхности и атмосферы. Регулярные и случайные вариации параметров подстилающей поверхности и

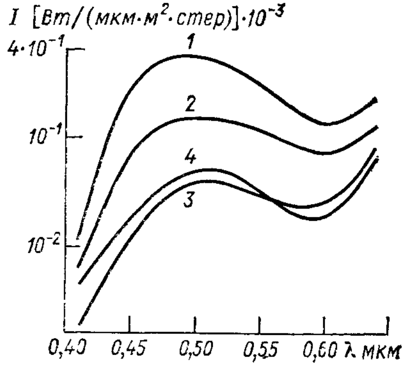


Рис. 6.19. Спектральная зависимость интенсивности сумеречного горизонта по расчетным и экспериментальным данным (высота орбиты 252 км; высота перигея линии визирования 15 км; отсчитываемый от солнечного вертикала азимут —8°).

1 и *2* — кривые по данным космического корабля «Союз-5» при углах погружения Солнца соответственно 12 и 20′, *3* и *4* — расчетные кривые для углов погружения Солнца 0 и 30′.

атмосферы обусловливают соответствующие пространственно-временные вариации рассеянного и отраженного солнечного излучения. Поэтому в общем случае задача сводится к учету поля рассеянного и отраженного (подстилающей поверхностью) солнечного излучения, имеющего разные характеристики для различных масштабов наблюдаемых объектов и положений наблюдателя, т. е. имеющего пространственно-частотное распределение. В такой постановке решение задачи осуществляется только в последние годы и методами численного моделирования. Не останавливаясь на деталях вычислительно-программного содержания, приведем пример одной из таких общих постановок задачи [10].

Пусть в точке N с координатами $r(x, z)$ расположен наблюдатель. Верхняя граница атмосферы освещается потоком неполяризованного солнечного излучения πS (S — солнечная постоянная) в направлении $\vec{\omega}$ относительно нормали к подстилающей поверхности. Считается, что отражение солнечного излучения от подстилающей поверхности не сопровождается поляризационными эффектами, а угловой закон отражения может быть произвольным. Наблюдение осуществляется в направлении $\vec{\omega}^*$ сверху. Если это наблюдение ведется в пригоризонтальных направлениях или при небольших зенитных расстояниях Солнца, то учитывается сферичность атмосферы. В других случаях атмосфера считается совокупностью плоскопараллельных слоев с нижней границей на земной поверхности и с верхней — на некоторой высоте H. Искомой характеристикой поля рассеянного солнечного излучения является интенсивность (яркость) $I(\vec{r}, \vec{\omega})$, расчет которой сводится к решению уравнения переноса излучения. Численное решение последнего методом Монте-Карло позволяет получить оценку величины интенсивности для каждой точки наблюдения $r_i(\vec{x}_i, \vec{z}_i)$ по строго заданным направлениям $\vec{\omega}^*$, а также распределение интенсивности рассеянного излучения по кратностям рассеяния.

Для расчета влияния рассеяния солнечного излучения атмосферой на передачу яркостного контраста наблюдаемых из космоса объектов или элементов подстилающей поверхности введем следующие обозначения. Представим начальную интенсивность солнечного излучения, приходящую на поверхность Земли, в виде

$$I_p^0(x) = \frac{A}{1+B}[1 + B\cos(px)], \tag{6.36}$$

где p — пространственная частота; x — пространственная координата на подстилающей поверхности, A — альбедо подстилающей поверхности ($0 \leqslant A \leqslant 1$), B — глубина модуляции начального потока ($0 \leqslant B \leqslant 1$).

При записи (6.36) предполагается горизонтальная однородность атмосферы и поэтому выбором системы координат исключается зависимость от ортогональной по отношению к x пространственной координаты. Интенсивность отраженного подстилающей поверхностью и рассеянного солнечного излучения соответственно в точке и направлении наблюдения можно представить в виде

$$I_p^h(\chi) = \alpha_p + \beta_p \cos(p\chi + \varphi_p), \tag{6.37}$$

где координата χ в плоскости наблюдения параллельна x, а коэффициенты α_p, β_p и φ_p требуется определить. Для расчета α_p, β_p и φ_p достаточно определить величины $I_p^h(\chi)$ в трех точках синусоиды: при $\chi=0$, $\pi/2$ и π. Тогда для этих коэффициентов получается система уравнений

$$\begin{aligned} i_1 &= I_p^h(0) = \alpha_p + \beta_p \cos\varphi_p, \\ i_2 &= I_p^h(\pi/2) = \alpha_p - \beta_p \sin\varphi_p, \\ i_3 &= I_p^h(\pi) = \alpha_p - \beta_p \cos\varphi_p, \end{aligned} \tag{6.38}$$

которая легко решается относительно искомых величин интенсивностей i_1, i_2 и i_3;

$$\alpha_p = \frac{i_1 + i_3}{2}; \quad \beta_p = \frac{i_1 - i_3}{2}\sqrt{1 + \mathrm{tg}^2\varphi_p};$$

$$\mathrm{tg}\,\varphi_p = i_1 - 2i_2 + i_3, \tag{6.39}$$

если ввести дополнительные величины

$$\eta_1 = \alpha_p \Big/ \frac{A}{1+B}, \quad \eta_2 = \beta_p \Big/ \frac{AB}{1+B}, \quad \eta_3 = \mathrm{tg}\,\varphi_p, \tag{6.40}$$

то по физическому смыслу они характеризуют соответственно постоянную составляющую, демодуляцию на частоте p и фазовый сдвиг. Таким образом, расчет величин η_1, η_2 и η_3 решает задачу о полном учете влияния рассеивающей атмосферы на передачу яркостных контрастов объектов произвольных размеров при их аэрокосмическом наблюдении.

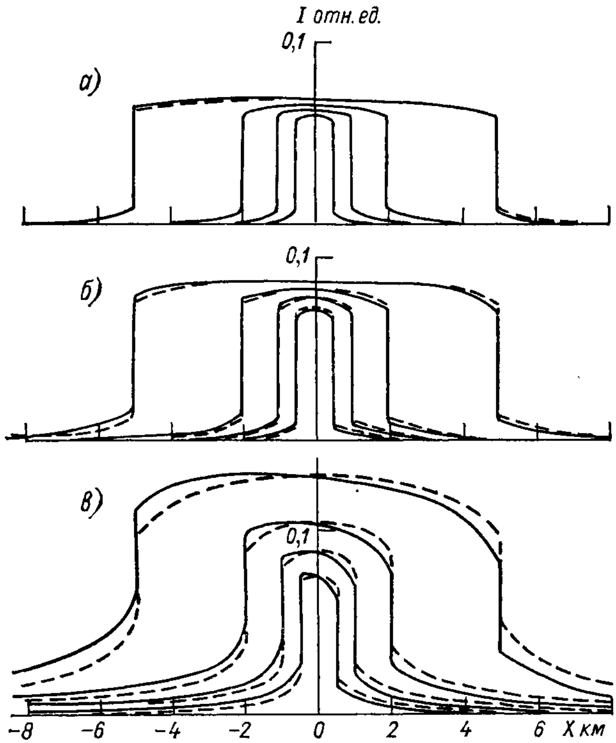


Рис. 6.20. Распределение наблюдаемой из космоса интенсивности в полосах шириной 1, 2, 4 и 10 км в различных участках спектра (условия наблюдения: среднее альбедо 0,2, косинус зенитного угла $\mu = -0{,}755$, азимут 0°).

а) $\lambda = 1{,}06$ мкм, *б*) $\lambda = 0{,}6947$ мкм, *в*) $\lambda = 0{,}3471$ мкм.

В настоящее время уже получены результаты численных расчетов для ряда моделей атмосферы [10, 11, 31]. На рис. 6.20 по данным [31] приведено распределение интенсивности в наблюдаемых из космоса полосах различной ширины при начальном контрасте 0,4. Оптическая модель атмосферы была задана по [15]. Как видно из рисунка, результаты расчета оказываются различными в зависимости от того, учитываются (сплошные кривые) или не учитываются (штриховые кривые) фазовые сдвиги наблюдаемых объектов за счет рассеяния в атмосфере. При определенных условиях наблюдения, как показывают расчеты, фазовые сдвиги наблюдаемых объектов за счет рассеяния могут оказаться по величине даже не меньше, чем за счет оптической рефракции.

Подводя итоги исследованиям по влиянию рассеянного солнечного излучения на результаты аэрокосмических наблюдений следует отметить заметные успехи по разработке методов численного моделирования поля рассеянного солнечного излучения при произвольных геометриях наблюдений и оптических свойствах атмосферы. Широкое использование разработанных методов моделирования для выявления разнообразных закономерностей формирования рассеянного поля в атмосфере представляется сегодня обеспеченным и в методическом и в техническом отношениях. Что же касается самих имеющихся результатов таких исследований, то их изложение носит здесь скорее фрагментарный характер и в основном иллюстрирует эффективность разработанных методов.

ГЛАВА 7. РАССЕЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРНЫМ АЭРОЗОЛЕМ

Проблемы распространения лазерного излучения в атмосферном аэрозоле представляют в настоящее время чрезвычайно важный интерес в связи с широким практическим использованием лазеров и как инструментов исследований, и как элементов устройств различного назначения, работающих через атмосферу. С точки зрения распространения в атмосферном аэрозоле лазерные пучки имеют особенности, к числу которых следует отнести прежде всего обычно высокую степень пространственно-временной когерентности и поляризации излучения, а также пространственно-угловую ограниченность пучков. Эти особенности оптических пучков не являются специфическими только для лазерных источников и могут быть получены, если в этом есть потребность, для других типов источников (газоразрядных, тепловых и т. п.). Поэтому рассмотренные в этой главе вопросы рассеяния не относятся к числу специфических только для лазерного излучения. Названием главы в данном случае подчеркивается лишь совокупность рассмотренных вопросов, представляющих основной интерес при рассеянии именно лазерных пучков.

7.1. Поляризация излучения при аэрозольном рассеянии

Решение многих научных и практических задач (определение микрофизических характеристик дисперсных сред, повышение надежности оптико-электронных приборов при низких видимостях и т. п.) связано с использованием поляризационных свойств оптического излучения. При этом важно отметить, что только прямое излучение (ослабляющее по закону Бугера) сохраняет первоначальное состояние поляризации. Рассеянное же излучение от любого источника за счет процессов взаимодействия с рассеивателями имеет состояние поляризации, в той или иной мере отличающееся по сравнению с падающим на систему рассеивателей и сложным образом зависящее от микрофизических характеристик частиц и оптической толщи рассеивающего слоя.

При малых оптических толщах, когда определяющую роль играет однократное рассеяние, степень поляризации рассеянного излучения остается постоянной и для направлений рассеяния вперед и назад в случае сферических частиц совпадает со степенью поляризации облучающего излучения. При других углах рассеяния для сферических частиц и при всех углах рассеяния для несферических частиц степень поляризации изменяется, но остается постоянной в зависимости от оптической толщи. При очень больших оптических толщах, когда наступает глубинный режим, вновь устанавливаются стационарные условия для состояния поляризации и степень поляризации не зависит от оптической толщи.

Иначе обстоит дело с деполяризацией рассеянного оптического излучения на промежуточных оптических глубинах, когда уже становится заметным влияние многократного рассеяния, но еще не наступает глубинный режим. Только для рассеянного вперед излучения, как показали экспериментальные исследования в туманах и дымах [10], состояние поляризации в пределах ошибок измерений не изменяется по сравнению с прямым линейно-поляризованным лазерным излучением вплоть до максимально исследованных оптических толщ $\tau=12$. Аналогичные результаты были получены для водной среды при еще больших оптических толщах [12] и также могут быть объяснены состоянием поляризации рассеянного вперед излучения даже при многократном рассеянии в узком конусе малых углов рассеяния. При углах рассеяния, отличающихся от направления вперед, необходимо в общем случае учитывать сложную зависимость состояния поляризации рассеянного лазерного излучения и от типа аэрозольного образования, и от угла рассеяния, и от оптической толщи.

Теоретическое рассмотрение вопроса о состоянии поляризации рассеянного излучения в атмосферном аэрозоле представляет собой весьма сложную задачу. Результаты некоторых решений, полученных в приближении однократного рассеяния и с учетом двукратного рассеяния, обсуждались нами в предыдущих главах. Основные же результаты исследований к настоящему времени получены на основании либо физических, либо численных (методом Монте-Карло) экспериментов и относятся прежде всего к состоянию поляризации для рассеянного назад излучения. Учитывая большое практическое значение этих результатов (например, для задач лазерного зондирования атмосферного аэрозоля) рассмотрим их более подробно.

Поляризация рассеянного назад непрерывного излучения. Подробные исследования поляризационных характеристик рассеянного излучения в туманах и дымах были выполнены нами в камере искусственных туманов с использованием гелий-неонового лазера с длиной волны 0,63 мкм [10]. Визирование оптического пучка проводилось вслед лучу под углом 172°, обеспечивающим пересечение оптических осей пучка и приемной системы на расстоянии 4 м. Расстояние между оптическими осями пучка и приемника составляло около 10 см. Геометрические параметры эксперимента при измерениях не изменялись, а изменялась плот-

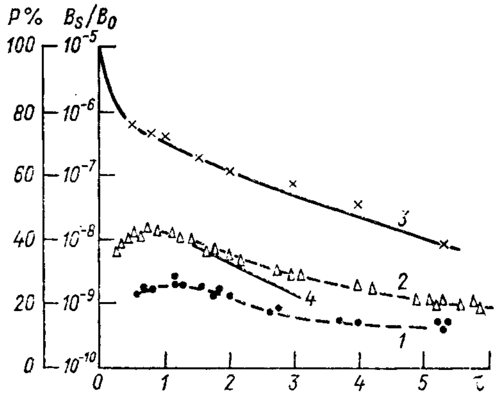


Рис. 7.1. Зависимость поляризационных составляющих яркости B_1 (*1*), B_2 (*2*) и степени поляризации P (*3*) рассеянного назад излучения от оптической толщи для туманов и расчетная кривая в приближении однократного рассеяния (*4*).

ность туманов и дымов. При этом соответственно изменялись оптические диаметры пучка, приемной системы, оптическая база. Именно такой случай и представляет интерес при работе локационных систем в атмосферных условиях.

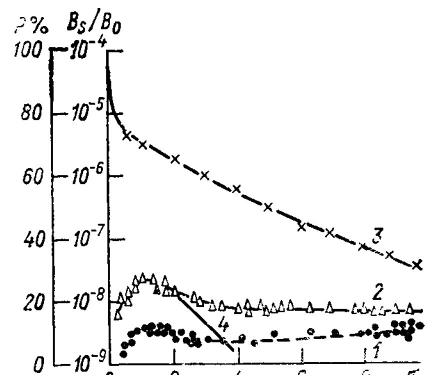


Рис. 7.2. Зависимость поляризационных составляющих яркости B_1 (*1*), B_2 (*2*) и степени поляризации P (*3*) рассеянного назад излучения от оптической толщи для дымов и расчетная кривая в приближении однократного рассеяния (*4*).

Результаты измерений яркостей отраженного туманами и дымами излучения показаны на рис. 7.1 и 7.2 соответственно [10]. По оси абсцисс отложены измеряемые оптические толщи конечного 4-метрового слоя рассеивающей среды τ, а по оси ординат яркость рассеянного излучения, приведенная к единичной яркости лазерного излучения (B_s/B_0), и степень поляризации рассеянного излучения P. Из рисунков видно, что зависимости перпендикулярной B_1 и параллельной B_2 составляющих яркости от τ подобны для туманов и дымов. Изменение степени поляризации в исследованном диапазоне τ описывается примерно линейной зависимостью. При экстраполяции этой зависимости к значению $\tau=0$ получаем значение степени поляризации рассеянного излучения P меньше значения степени поляризации падающего излучения P_0 ($P_0 \geqslant 0{,}99$). Таким образом, влияние многократного рассеяния на степень поляризации отраженного излучения существенно, начиная с $\tau=0{,}5$. Отметим, что границы применимости формул однократного рассеяния для описания энергетической яркости при тех же экспериментальных условиях лежат в области бóльших τ (около 1).

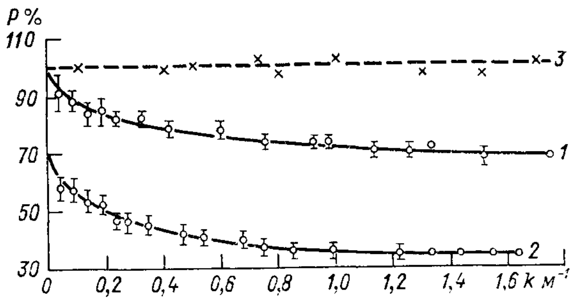


Рис. 7.3. Зависимость степени поляризации рассеянного назад излучения в туманах от коэффициента рассеяния.

1 — для суммарного потока, *2* — для многократно рассеянного излучения, *3* — для однократно рассеянного излучения (рассчитанная по (7.1)).

Результаты последующих измерений поляризационных характеристик отраженного излучения от искусственных туманов различной плотности с выделением потоков суммарного и только многократно рассеянного излучения [8] приведены на рис. 7.3. Указанное выделение удалось провести для схемы совпадающих оптических осей источника и приемника. Представляя суммарную яркость в виде суммы $B_\Sigma = B_0 + B_м$, для степени поляризации можно записать выражение

$$P_\Sigma = (B_{\Sigma_1} - B_{\Sigma_2})/(B_{\Sigma_1} + B_{\Sigma_2}) = (P_0 + P_м\gamma)/(1+\gamma), \qquad (7.1)$$

где B_0 и P_0 — яркость и степень поляризации однократно рассеянного излучения; $B_м$ и $P_м$ — то же для многократно рассеянного излучения; $\gamma = (B_{м1} + B_{м2})/(B_{01} + B_{02})$ — отношение яркостей многократно и однократно рассеянного излучения. Результаты расчета P_0 по формуле (7.1) на основании измерений γ, $P_м$ и P_Σ приведены на рис. 7.3 (кривая *3*). Расчетные точки для P_0 в пределах ошибок измерений и расчета совпадают со значением $P_0 = 100\ \%$ для однократно рассеянного излучения. Приведенные данные подтверждают, что причиной уменьшения степени поляризации для рассеянного назад излучения с увеличением плотности среды является возрастающая роль эффектов многократного рассеяния, причем при больших коэффициентах ослабления ($k \approx 1{,}5$ м$^{-1}$) степень поляризации изменяется незначительно и для суммарного потока близка к 70 %, а для многократно рассеянного излучения примерно равна 35 %.

Из сопоставления рис. 7.1 и 7.3 следует, что с уменьшением расстояния между источником и приемником степень поляризации регистрируемого отраженного излучения уменьшается, но остается больше, чем для многократно рассеянного излучения. Этот результат является следствием бо́льшей роли эффектов многократного рассеяния в областях, более удаленных от оси пучка.

Поляризация рассеянного назад импульсного излучения. Еще более важным в практическом отношении случаем является облучение среды импульсом оптического излучения. Исследования в этом направлении стимулируются прежде всего задачами лазерного зондирования атмосферных образований. Теоретические трудности при рассмотрении этого случая вызваны необходимостью дополнительного учета нестационарных процессов многократного рассеяния. Последние обусловливают специфические особенности для поляризационных характеристик рассеянного импульсного излучения по сравнению с соответствующими характеристиками при стационарном облучении.

Исследование поляризационных характеристик отраженного импульсного излучения на основе сравнительного анализа результатов полевых измерений и численного эксперимента выполнено в работе [11]. Измерения проводились с использованием лазерного локатора на длине волны 0,69 мкм. Характеристики зондирующего импульса: энергия в импульсе 0,1 Дж, длительность 60 нс, поляризация излучения линейная (деполяризация $\delta \leqslant 10^{-3}$), расходимость пучка 1′; диаметр пучка на выходе 33 см. Характеристики приемной системы: диаметр входной апертуры 60 см; угол зрения 13′, поляризатор — призма Волластона. Расчеты поляризационных характеристик отраженного излучения выполнены для приведенных выше характеристик передатчика и приемной системы с использованием метода Монте-Карло.

На рис. 7.4 приведены в одинаковом линейном масштабе формы отраженных импульсов для линейной и кроссполяризованной составляющих интенсивностей I_l и I_r, полученных экспериментально и расчетным путем для близких оптических условий. Как видно из рисунка, экспериментально наблюдаемое запаздывание составляющих интенсивности относительно друг друга подтверждается расчетами. Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных имеет место также для относительного уровня максимумов отраженных сигналов. Различие в положении и форме максимумов является, по-видимому, результатом неточного соответствия условий физического и численного эксперимента.

Зависимость коэффициента деполяризации $\delta = I_l/I_r$ отраженного облаком излучения от глубины проникновения в облако при различных углах зрения приемной системы приведена на рис. 7.5, из которого видна существенная зависимость коэффициента деполяризации от угла зрения приемной системы. Совпадение экспериментальных и расчетных данных (при совпадающих углах

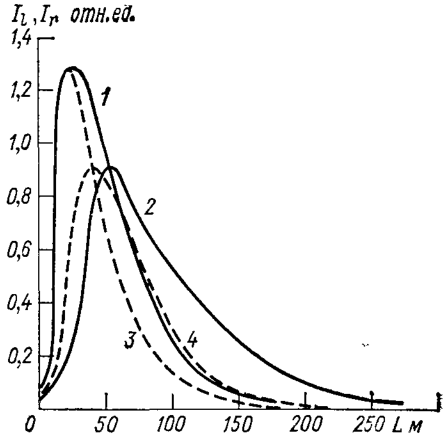


Рис. 7.4. Зависимость формы импульсов для двух поляризационных составляющих интенсивности многократно рассеянного назад излучения от глубины проникновения в облако L [11].

1 и *2* — измеренные при $k=12$ км$^{-1}$ I_l (*1*) и $I_r \cdot 10$ (*2*); *3* и *4* — рассчитанные при $k=16{,}8$ км$^{-1}$ I_l (*3*) и $I_r \cdot 10$ (*4*).

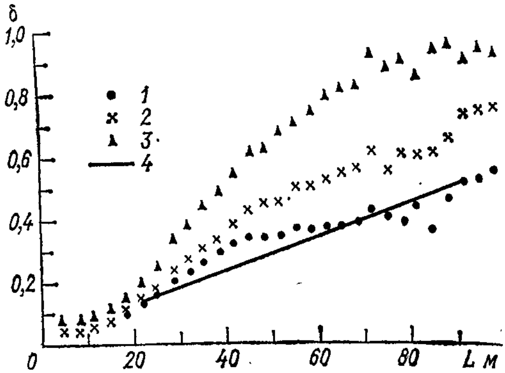


Рис. 7.5. Зависимость коэффициента деполяризации отраженного излучения от глубины проникновения в облако L [11].

1—*3* — расчетные данные для углов зрения 13′, 26′ и 180° соответственно (модель облака C_3, $k=0{,}017$ м$^{-1}$, $\lambda=0{,}69$ мкм); *4* — экспериментальная кривая ($k=0{,}018$ м$^{-1}$, угол зрения 13′, $\lambda=0{,}69$ мкм).

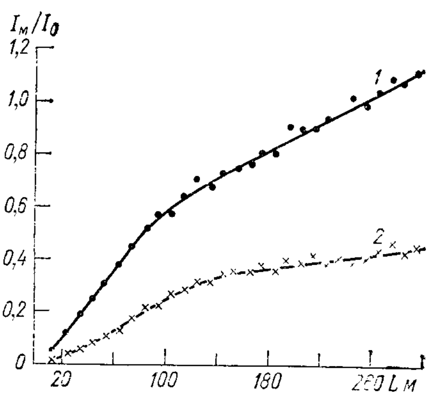


Рис. 7.6. Зависимость относительной доли интенсивности многократно рассеянного назад излучения от глубины проникновения в облако L (модель облака C_3, $k=0{,}017$ м$^{-1}$, $\lambda=0{,}69$ мкм).

1 — при приеме полной интенсивности, *2* — при приеме продольной поляризационной составляющей.

зрения) подтверждает правильность выбранных методик численного и физического экспериментов.

С точки зрения возможностей устранения или по крайней мере уменьшения фоновых помех обратного рассеяния при импульсной локации представляют интерес данные об относительной доли интенсивности многократного рассеянного назад излучения I для разных поляризационных составляющих. На рис. 7.6 из [11] приведены расчетные данные для отношения интенсивностей многократно и однократно рассеянного назад излучения $I_м/I_0$ при отсутствии поляризационных устройств на приеме (регистрируется полная интенсивность) и при выделении составляющей I_l. Приведенные расчеты указывают на возможность уменьшения уровня фона многократного рассеяния в 2,6 раза при локации на оптической глубине облака $\tau=5$.

7.2. Флуктуационные явления при аэрозольном рассеянии

Рассеяние оптического излучения системой частиц всегда представляет собой статистический процесс. Естественным результатом этого процесса являются флуктуационные явления для прямого и рассеянного излучения, которые наблюдаются как частотное уширение интенсивности (результат флуктуаций рассеянного поля), как пространственные флуктуации интенсивности (спекл-структура) или как временные флуктуации интенсивности прямого и рассеянного излучения. Все эти наблюдаемые флуктуации поля или интенсивности рассеянного системой частиц излучения сопровождаются в земной атмосфере дополнительными флуктуациями параметров волны за счет флуктуаций показателя преломления атмосферного воздуха, обусловленных его турбулентными неоднородностями.

Теория флуктуационных явлений при распространении оптического излучения через турбулентные неоднородности в атмосфере в настоящее время достаточно подробно разработана как в общей постановке [14, 15, 24], так и специально для лазерных пучков [21]. Однако совместное влияние турбулентных неоднородностей и аэрозольных частиц на флуктуационные характеристики оптического излучения при распространении через атмосферу изучено пока слабо.

Флуктуации рассеянного поля. При случайных перемещениях рассеивателей поле рассеянных волн элементарным объемом является также случайной величиной. Если положение и ориентацию i-го рассеивателя характеризовать зависящими от времени координатами $\vec{r}_i(\tau)$ и тремя углами Эйлера $\Omega_i(t)$, то электрическое поле волны, однократно рассеянной системой N рассеивателей, можно записать в виде

$$E_s(\vec{r},\ t)=\sum_{i=1}^{N} A[\Omega_i(t)]\, e^{i\,[\vec{k}_i\vec{r}_i(t)-\nu_0 t]}, \qquad (7.2)$$

где $A[\Omega_i(t)]$ — комплексная амплитуда волны, рассеянной i-й частицей, ν_0 — частота падающей волны.

Автокорреляционная функция в стационарном случае будет

$$\langle E(t+T),\ E^*(t)\rangle = \sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N}\Big\langle A(\Omega_i(t+T)\,A^*[\Omega_i(t)]\times$$

$$\times\, e^{i\vec{k}_i\left[\vec{r}_i(t+T)-\vec{r}_j(t)\right]}\Big\rangle\, e^{-i\nu_0 T}, \qquad (7.3)$$

где угловые скобки означают статистическое осреднение по поступательному и вращательному движениям частиц.

Соотношение (7.3) можно существенно упростить при дополнительных предположениях о дисперсной среде. Во-первых, во многих практических случаях оправданным является предположение о независимости поступательного и вращательного движений. Тогда осреднение после суммирования в (7.3) можно разделить и провести отдельно для произведения комплексных амплитуд и экспоненты. Во-вторых, предполагается, что среда является однородной. В стационарном и однородном случаях, которые означают стационарность среды и однородное (прямоугольное) распределение вероятности для начальных положений частиц, и с учетом первого предположения соотношение (7.3) будет иметь вид

$$\langle E(t+T)\,E^*(t)\rangle \equiv \langle E(T)\,E^*(0)\rangle = \sum_{i=1}^{N}\sum_{j=1}^{N}\langle A[\Omega_i(T)]\,A^*[\Omega_i(0)]\rangle\times$$

$$\times\Big\langle e^{i\vec{k}_i\left[\vec{r}_i(T)-\vec{r}_j(0)\right]}\Big\rangle\, e^{-i\nu_0 T}. \qquad (7.4)$$

Но однородность распределения вероятности обеспечивает также обращение в нуль правой части при $i\neq j$. Поэтому для автокорреляционной функции поля получаем окончательно

$$\big\langle E(T)\,E^*(0)\big\rangle = N\,\langle A[\Omega_i(T)\,A^*[\Omega_i(0)]\rangle\Big\langle e^{i\vec{k}_i\left[\vec{r}_i(T)-\vec{r}_i(0)\right]}\Big\rangle\, e^{-i\nu_0 T}. \qquad (7.5)$$

Фурье-преобразование этой функции определяет частотный спектр рассеянного поля

$$I(\nu) = N\,\frac{C}{8\pi}\int_{-\infty}^{\infty} C_{в}(\nu')\,C_{п}(\nu-\nu')\,d\nu', \qquad (7.6)$$

где $C_{в}(\nu)$ и $C_{п}(\nu)$ — фурье-компоненты соответственно вращательной и поступательной функций автокорреляции,

$$C_{в}(T) = \langle A[\Omega_i(T)]\,A^*[\Omega_i(0)]\rangle,$$

$$C_{п}(T) = \Big\langle e^{i\vec{k}_i\left[\vec{r}_i(T)-\vec{r}_i(0)\right]}\Big\rangle. \qquad (7.7)$$

Следует отметить, что интеграл частотного спектра $\int_0^{\infty} I(\nu)\,d\nu$ определяет среднюю интенсивность оптического излучения (поток излучения через единичную площадку в единицу времени).

Таким образом, флуктуации рассеянного поля в дисперсной среде приводят к появлению частотного спектра $I(\nu)$, который определяется движением рассеивателей в среде. Экспериментальный метод, с помощью которого этот спектр можно обнаружить, получил название гетеродинного. Не останавливаясь подробно на его описании, отметим, что этот метод основан на регистрации флуктуаций мгновенной интенсивности детектором, одновременно освещенным исследуемым и опорным излучением. Такая гетеродинная схема регистрации оказывается чувствительной к сомножителю $e^{i\vec{k}_i\vec{r}_i}$ в (7.5), тогда как при гомодинировании этот сомножитель пропадает. Частотный спектр флуктуаций поля, вызванный движением частиц, при имеющейся возможности измерения его в настоящее время широко используется в оптике дисперсных сред. Некоторые конкретные примеры практического использования частотных спектров рассеянного поля для исследования или контроля характеристик дисперсных сред, а также подробный вывод формул и результатов исследований содержатся в [19].

Флуктуации интенсивности рассеянного излучения. Расчет флуктуационных характеристик рассеянного фона в приближении однократного рассеяния выполнен в работе [16]. Трудности теоретического учета многих кратностей рассеяния уже для вторых моментов поля и широкий диапазон экспериментальных условий, для которых учет однократного рассеяния достаточен, оправдывает целесообразность указанного относительно простого расчета.

Рассмотрим рассеяние плоской линейно-поляризованной волны частицей с траекторией $R(t)$. Электрическое поле рассеянной волны в точке $\vec{r}$ на большом расстоянии от частицы можно определить выражением

$$E_s\left(\vec{k}_s, t\right) = E_0 \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{ik\bar{r}} A\left(\vec{k}, \vec{k}_s\right) e^{-i\left(\vec{k}_s - \vec{k}\right)R(t)}, \tag{7.8}$$

где E_0 — падающее электрическое поле в направлении $\vec{k}$; $\vec{k}_s$ — направление фазового фронта рассеянной волны с комплексной амплитудой $A(\vec{k}, \vec{k}_s)$, мнимая часть которой не зависит от положения больших частиц $(a \gg \lambda)$. Вводя для систем N частиц их плотность

$$n\left(\vec{r}, t\right) = \sum_{j=1}^{N} \delta\left[\vec{r} - R_j(t)\right] \tag{7.9}$$

для случайной интенсивности, регистрируемой детектором с площадью S_n и временным разрешением t_0, при малых углах рассеяния можно записать

$$\mathcal{I}(t) = A^2 \frac{1}{t_0} \int\limits_t^{t+t_0} dt_1 \frac{1}{S_n} \int\limits_{S_n} d\rho' \iint\limits_V d\vec{r}_1\, d\vec{r}_1\, e^{-i\left(\vec{k}'_s - \vec{k}\right)\left(\vec{r}_1 - \vec{r}_2\right)} \times$$

$$\times n\left(\vec{r}_1, t\right) n\left(\vec{r}_2, t\right). \tag{7.10}$$

В дальнейшем удобно использовать пространственно-временную функцию Ван-Хова [5]

$$\mathcal{G}\left(\vec{r}_1,\ t_1;\ \vec{r}_2,\ t\right)=\frac{1}{N}\left\langle \sum_{i,\ j=1}^{N} \delta\left[\vec{r}_i - R_i(t_1) - \vec{r}_2 + R_j(t_2)\right]\right\rangle, \qquad (7.11)$$

которую можно представить в виде суммы двух слагаемых: $\mathcal{G}(\vec{r}_1,\ t_1;\ \vec{r}_2,\ t)=\mathcal{G}_s(\vec{r}_1,\ t_1;\ \vec{r}_2,\ t_2)+\mathcal{G}_d(\vec{r}_1,\ t_1;\ \vec{r}_2,\ t_2)$, где $\mathcal{G}_s(\vec{r}_1,\ t_1;\ \vec{r}_2, t_2)$ получается из (7.10) при $i \neq j$ и описывает среднее движение одной частицы (ее самодиффузию), а $\mathcal{G}_d(\vec{r}_1,\ t_1;\ \vec{r}_2,\ t_2)$ пропорциональна плотности условной вероятности обнаружить частицу в момент времени t_2 в окрестностях точки $\vec{r}_2$, если в момент t_1 другая частица находилась около точки $\vec{r}_1$. Функцию $\mathcal{G}_d(\vec{r}_1,\ t_1;\ \vec{r}_2,\ t_2)$ можно рассматривать как временное обобщение некоторой функции распределения $g(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ и $\mathcal{G}_d(\vec{r}_1,\ t_1;\ \vec{r}_2,\ t_2)\to g$ при $(t_2 - t_1)\to 0$.

Часто при расчетах составляющую $\mathcal{G}_d(\vec{r}_1,\ t_1;\ \vec{r}_2,\ t_2)$ не учитывают, ограничиваясь составляющей $\mathcal{G}_s$. Тем самым не учитывается влияние взаимного расположения и концентрации рассеивателей на статистические характеристики рассеянного излучения, что недопустимо при расчетах интерференционных эффектов.

При анализе закономерностей флуктуационных явлений, обусловленных интерференцией рассеянных волн, ограничимся расчетом дисперсии флуктуаций при броуновском движении рассеивателей. В этом случае составляющую так называемой корреляционной функции можно записать в виде

$$\mathcal{G}_s\left(\vec{r}_1,\ t_1;\ \vec{r}_2,\ t_2\right)=\frac{1}{(\pi\alpha^2)^{3/2}}\ e^{-|\vec{r}\,|^2/\alpha}. \qquad (7.12)$$

где $\alpha^2 = 4\,Dt$ (D — коэффициент диффузии).

Для функции распределения $g(\vec{r})$, точный вид которой неизвестен, используем приближение

$$1 - g\left(\vec{r}\right) = e^{-r^2/P^2}, \qquad (7.13)$$

где P определяется из условия нормировки $P^2 = \frac{1}{\pi}\left(\frac{V}{N}\right)^{2/3}$ (V — рассеивающий объем, N — общее число рассеивателей). Тогда для дисперсии флуктуаций интенсивности, когда $(t_2 - t_1) = 0$, получаем

$$\sigma_I^2 = [1 - \Phi(qP)]^2\, F(d,\ \beta), \qquad (7.14)$$

где

$$\Phi(qP) = e^{-(q\,d/4)^2}, \qquad (7.15)$$

а осредняющая функция

$$F(d,\beta)=\frac{4}{\pi d^2}\int\limits_{S_n} d\vec{\rho}'\,\frac{1}{V}\int\limits_{V} d\vec{r}\,e^{-i2\vec{\rho}'\vec{r}}; \tag{7.16}$$

$q=2k\sin(\beta/2)$, d — диаметр приемника, β — угол рассеяния.

Из (7.14) следует важный вывод, который состоит в том, что дисперсия флуктуаций интенсивности рассеянного излучения однозначно зависит от концентрации рассеивателей через функцию $\Phi(qP)$. Эта функция является фурье-образом от функции распределения $[1-q(\vec{r})]$. Без введения этой функции $\Phi(qP)=0$. Таким образом, только при учете составляющей коррелятивной функции $\mathcal{J}_d(\vec{r}_1, t_1; \vec{r}_2, t_2)$ удается правильно описать зависимость флуктуаций интенсивности в интерференционной картине рассеянного вперед света от взаимного расположения рассеивателей. Далее из (7.14) видно, что зависимость дисперсии флуктуаций от концентрации рассеивателей и геометрии рассеивающего объема определяется различными функциями. Это может привести к разному характеру изменения дисперсии от числа рассеивателей, если последнее изменяется за счет геометрии объема (например, за счет диаметра освещающего пучка).

При решении многих научных и практических задач необходимо знать свойства флуктуационных характеристик рассеянного излучения не только для рассмотренного выше случая малых углов рассеяния, но и для широкого диапазона значений углов рассеяния, включая случай обратного рассеяния. Формулы для корреляционных функций однократно рассеянного излучения при малых углах рассеяния в предположении независимого броуновского движения рассеивателей с нормальным распределением смещения получены в работах [27, 30, 34] и имеют вид

$$B_{\mathcal{J}}(t)=\int\limits_V d\mathcal{J}\left(\vec{r}_i\right)\exp\left[-D\,|t|\left(\vec{k}_0-\vec{k}_s\right)^2\right]^2=$$

$$=B_{\mathcal{J}}(0)\exp\left(\frac{-2Dk^2}{a}\,|t|\right), \tag{7.17}$$

где $d\mathcal{J}(\vec{r}_i)$ — интенсивность однократно рассеянного излучения элементарным объемом в окрестности точки $\vec{r}_i$; D — коэффициент диффузии для частиц с радиусом рассеивателей a; $\vec{k}_0$ и $\vec{k}_s$ — волновые векторы падающего и рассеянного излучений соответственно. Из (7.17) видно, что вид корреляционной функции $B_{\mathcal{J}}(t)$ не зависит от размеров и формы рассеивающего объема, а также от индикатрисы рассеяния (величина корреляционной функции зависит). Спектральная плотность флуктуаций, которая следует из (7.17) имеет вид лоренцевского контура:

$$G(\omega)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} B_{\mathcal{J}}(t)\,e^{-i\omega t}\,dt=B_{\mathcal{J}}(0)\,\frac{2Dk^2}{\pi a}\,\frac{1}{\omega^2+(2Dk^2/2)^2}. \tag{7.18}$$

Результаты расчета зависимости эффективной ширины спектра флуктуаций интенсивности однократно рассеянного излучения $\Delta f = 1/2\pi t_к$ от угла рассеяния, где $t_к$ — характерное время корреляции, приведены на рис. 7.7. На этом же рисунке для сравнения изображены данные расчета эффективной ширины спектра флуктуаций интенсивности двукратно рассеянного излучения по

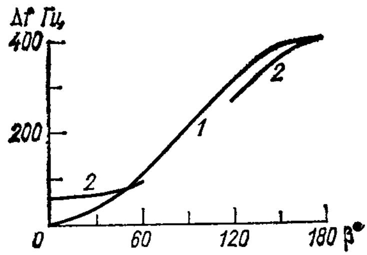


Рис. 7.7. Зависимость эффективной ширины спектра флуктуаций интенсивности однократно (*1*) и двукратно (*2*) рассеянного излучения.

формулам, полученным в [13]. При малых углах рассеяния β из (7.17) следует, что $B_{\mathcal{Y}}(t) = \text{const}$ и, следовательно, ширина спектра флуктуаций $\Delta f = 0$. Этот неверный вывод для углов $\beta \approx 0$, как уже отмечалось выше, является результатом неправильного выбора

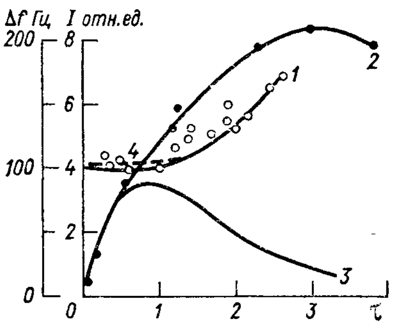


Рис. 7.8. Зависимость полуширины спектра флуктуаций интенсивности Δf и средней интенсивности рассеянного излучения *I* от оптической толщи.

1 и *4* — измеренная и расчетная полуширины спектра флуктуаций, *2* и *3* — измеренная и расчетная средняя интенсивность.

пространственно-временной функции Ван-Хова, описывающей статистику рассеивателей. Можно ожидать, что для больших углов рассеяния этот недостаток будет несущественным.

Результаты экспериментального исследования границ применимости формул для флуктуаций интенсивности однократного рассеяния при больших углах рассеяния получены в работе [26]. Измерения флуктуационных характеристик были проведены для угла рассеяния $\beta = 60°$. Источником когерентного излучения служил газовый лазер ($\lambda = 0{,}63$ мкм). Угол зрения приемной системы составлял 30′, временное разрешение было не хуже 3 мс. Результаты измерений полуширины спектра флуктуаций в зависимости от оптической толщи рассеивающего слоя (изменение за счет концентрации рассеивателей) представлены на рис. 7.8. Как видно из сравнения кривых *1* и *4*, эффективная ширина спектра флуктуаций рассеянного излучения соответствует расчетной в приближении однократного рассеяния по крайней мере до оптических толщ $\tau=1{,}5$.

Результаты теории многократного рассеяния для высших моментов поля пока еще довольно ограничены. Наибольший интерес при этом представляют четвертые моменты, так как через них определяются флуктуационные характеристики интенсивности в рассеивающей среде. Приведем здесь один из примеров приближенного решения задачи для четвертого момента поля (для второго момента интенсивности), полученного в [29] для схемы наблюдения флуктуаций интенсивности во фраунгоферовой зоне.

Сущность использованного приближения состоит в том, что из рассмотрения исключается ряд комбинаций взаимного облучения частиц друг другом. Рассматриваются только те комбинации (диаграммы рассеяния), которые аналогичны учитываемым при расчете вторых моментов и приводят к уравнениям переноса для лучистой интенсивности. В этом приближении удается получить во фраунгоферовой зоне наблюдения для четвертого момента поля следующее выражение [29]:

$$\left\langle \psi\left(\vec{r}\right)\psi^*\left(\vec{r}\,'\right)\psi\left(\vec{r}\,''\right)\psi^*\left(\vec{r}\,'''\right)\right\rangle \equiv \langle\psi_1\psi_2^*\psi_3\psi_4^*\rangle = \langle\psi_1\psi_2^*\rangle\langle\psi_3\psi_4^*\rangle + \langle\psi_1\psi_4^*\rangle\langle\psi_2^*\psi_3\rangle - \langle\psi_1\rangle\langle\psi_2^*\rangle\langle\psi_3\rangle\langle\psi_4^*\rangle. \qquad (7.19)$$

Из (7.19) с учетом осредняющего действия приемной диафрагмы S для узкого светового пучка (со средним поперечным радиусом R) на расстоянии от рассеивающего объема в зоне дифракции Фраунгофера и при $\tau \gg 1$ (τ — оптическая толща среды) получается

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2\rangle - \langle I\rangle^2}{\langle I\rangle^2} = \frac{1}{(A+B)^2 S^2}\left[2AB\int F\left(\vec{r}-\vec{r}_1\right)dS\,dS' + B^2\int F^2\left(\vec{r}-\vec{r}\,'\right)dS\,dS'\right], \qquad (7.20)$$

где I — сигнал, регистрируемый приемником; $A=I_0e^{-\tau}$ (I_0 — начальный сигнал); $B=\langle I\rangle$; F — распределение поля при дифракции Фраунгофера на диске с радиусом R. Проведенная экспериментальная проверка (7.20) подтвердила правильность сделанных приближений [29].

Следует отметить, что приведенное выше частное решение для дисперсии флуктуаций интенсивности получено с учетом эффектов многократного рассеяния. Однако практическое использование формулы (7.20) ограничивается случаем конечного размера рассеивающего слоя на трассе источник—приемник. Снятие этого ограничения оказывается довольно сложным для вычислений [1].

Флуктуации поляризации рассеянного излучения. Поляризация оптических волн, как правило, не остается постоянной при флуктуациях параметров волны в процессе рассеяния и изменяется по случайному закону. В общем случае в каждый момент времени поляризацию волны можно описать четырьмя случайными величинами, составляющими четырехмерный случайный вектор. Параметры Стокса для частично поляризованной волны легко выразить через статистические характеристики ортогональных поляризованных составляющих поля волны.

Корреляционная функция двух ортогональных линейно поляризованных компонент

$$B(\Delta t)=\frac{\langle E_{xo}(t)\,E_{yo}(t)\cos(\omega t-kr-\varphi_{xy})\rangle}{2\sqrt{\langle E_{xo}^2(t)\rangle\langle E_{yo}^2(t)\rangle}} \qquad (7.21)$$

может быть представлена в виде [17]

$$B(\Delta t)=\frac{1}{4}(S_3\cos\omega\,\Delta t-S_4\sin\omega\,\Delta t), \qquad (7.22)$$

откуда

$$S_3=4B(\Delta t)/\Delta t=0, \text{ а } S_4=-4B(\Delta t)/\omega\,\Delta t=\pi/2.$$

Если ввести обозначения для дисперсии ортогональных линейно поляризованных компонент в виде

$$\sigma_x^2=\frac{1}{2}\langle[E_{xo}(t)]^2\rangle, \quad \sigma_y^2=\frac{1}{2}\langle[E_{yo}(t)]^2\rangle,$$

то другие параметры Стокса в статистических обозначениях запишутся:

$$S_1=2(\sigma_x^2+\sigma_y^2), \quad S_2=2(\sigma_x^2-\sigma_y^2). \qquad (7.23)$$

Закон распределения результирующего колебания при интерференции вторичных волн с произвольными амплитудами и случайными фазами в пределах от 0 до 2π, приводящих к спекл-структуре, может быть определен на основании следующих соображений. Для мгновенного значения результирующего поля от системы из N рассеивателей в месте приема можно записать

$$E(t)=\sum_{i=1}^{N}E_{mi}\cos(\omega t-\varphi_i)=X\cos\omega t+Y\sin\omega t. \qquad (7.24)$$

В выражении (7.24) случайными функциями времени вследствие случайного изменения фаз интерферирующих волн являются величины

$$X=\sum_{i=1}^{N}E_{mi}\cos\varphi_i \text{ и } Y=\sum_{i=1}^{N}E_{mi}\sin\varphi_i.$$

Случайное значение амплитуды линейно поляризованных волн представится выражением

$$E_m=\sqrt{XY}. \qquad (7.25)$$

Если для статистических параметров выполняются условия

$$\langle E_{mi}\cos\varphi_i\rangle = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} E_{mi}\cos\varphi_i\, d\varphi_i = 0, \tag{7.26а}$$

$$\langle E_{mi}^2\cos^2\varphi_i\rangle = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} E_{mi}^2\cos^2\varphi_i = \frac{E_{mi}^2}{2}, \tag{7.26б}$$

$$\frac{\sum\limits_{i=1}^{N}\langle E_{mi}^3\cos^3\varphi_i\rangle}{\left(\sum\limits_{i=1}^{N} E_{mi}^2/2\right)^3} \to 0 \text{ при } N\to\infty, \tag{7.26в}$$

то можно доказать [6], что величины X и Y являются статистически независимыми. Следовательно, вероятность неравенств

$$t_0' E_{\text{ср. кв}} < X < t_1' E_{\text{ср. кв}},$$

$$t_0'' E_{\text{ср. кв}} < Y < t_1'' E_{\text{ср, кв}},$$

где

$$E_{\text{ср. кв}}^2 = \sum_{i=1}^{N} E_{mi}^2/2$$

определяется законом нормального распределения с ограниченными пределами, т. е.

$$P = \frac{1}{2\pi}\int_{t_0'}^{t_1'}\int_{t_0''}^{t_1''} e^{-\left(t'^2 - t''^2\right)/2}\, dt'\, dt''. \tag{7.27}$$

Если плоско поляризованная волна распространяется в анизотропной среде, то в месте приема будут складываться два круговых луча примерно одинаковой амплитуды с обратным направлением вращения, фазы которых флуктуируют независимо. Результирующее поле в этом случае будет плоско поляризованным, но плоскость поляризации также будет непрерывно изменять свою ориентировку. В общем случае результирующая поляризация может приобрести эллиптический характер и флуктуации поляризации будут проявляться в непрерывных и случайного характера изменениях длины и ориентировки осей эллипса. Аналитические выражения для закона распределения положения большой оси эллипса поляризации и других его параметров можно найти в [17] применительно к рассеянию радиоволн.

При рассеянии оптических волн атмосферным аэрозолем в принципе может существенно изменяться эллиптичность рассеянного излучения. Однако ввиду очень малой величины эллиптической поляризации при естественном освещении среды (2—4 % в максимуме) параметры Стокса S_3 и S_4 до настоящего времени подробно не изучены. Более заметные флуктуации параметров Стокса можно ожидать при исследованиях эллиптичности рассеянного света с искусственными источниками излучения. Но результаты таких исследований пока ограничены закономерностями изменения средних величин поляризации.

Флуктуации интенсивности проходящего излучения. При работе с лазерными устройствами в земной атмосфере часто используется схема наблюдения «навстречу лучу», при которой регистрируется одновременно прямое и рассеянное излучение, т. е. когерентная и некогерентная часть рассеянного излучения в терминах теории многократного рассеяния. В этом случае следует говорить о регистрации интенсивности проходящего излучения и соответственно о флуктуациях интенсивности проходящего излучения.

Сначала рассмотрим дисперсию и корреляционные функции интенсивности проходящего излучения для узких оптических пучков и сравнительно небольших оптических толщ, когда доля рассеянного излучения по сравнению с прямым невелика [10]. В этом случае основными эффектами, обусловливающими флуктуации, следует считать оптическое экранирование прямого излучения системой движущихся частиц. Обозначим через $I(\vec{r}_1)$ интенсивность проходящего излучения оптического пучка в точке $\vec{r}_1$ (с координатами x_1, y_1 в плоскости приемной апертуры). Если размеры апертуры превышают радиус корреляции флуктуаций интенсивности, то флуктуации регистрируемого сигнала будут осреднены. Для описания осредняющего действия приемной апертуры введем функцию $Q(\vec{r})$, равную нулю вне поверхности апертуры и единице на ее поверхности. Эта функция имеет смысл импульсной реакции приемной апертуры.

Тогда для флуктуаций составляющей сигнала $I' = I - \langle I \rangle$ имеем

$$I'(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\vec{r} - \vec{r}_1)\, I'(\vec{r}_1)\, d\vec{r}_1 \tag{7.28}$$

и для автокорреляционной функции

$$B_{I'}(\Delta\vec{r}) = \langle I'(\vec{r})\, I'(\vec{r} + \Delta\vec{r})\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} B_{I'}(\vec{r})\, d\vec{r} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} Q(\vec{r} + \Delta\vec{r} - \xi)\, Q(\xi)\, d\xi. \tag{7.29}$$

Внутренний интеграл в (7.29) для круговой формы приемной апертуры с диаметром d легко берется и равен [22]

$$\int_{-\infty}^{+\infty} Q(\vec{r} + \Delta\vec{r} - \xi)\, Q(\xi)\, d\xi = \frac{\pi d^2}{4} F\left(\frac{|\vec{r} + \Delta\vec{r}|}{d}\right), \tag{7.30}$$

где

$$F(x)=\begin{cases}2/\pi\left(\arccos x - x\sqrt{1-x^2}\right) & \text{при } x\leqslant 1,\\ 0 & \text{при } x>1.\end{cases}$$

Будем считать систему рассеивателей эквивалентной системе перекрывающихся зерен в одной плоскости с радиусом a и прозрачностью $h=1-0{,}5\,K(Z,\ Z_0)$, где $K(Z,\ Z_0)$ — поправочный коэффициент, определяющий отличие измеренного коэффициента рассеяния от расчетного по теории Ми. Напомним, что здесь $Z=\rho d/2L$, $Z_0=\rho\Psi$, $\rho=2\pi a/\lambda$, L — толщина рассеивающего слоя. Автокорреляционная функция $B_{I'}(r)$ для такой системы с распределением центров зерен по закону Пуассона равна [22]:

$$B_{I'}(r)=\langle I\rangle\left[e^{-\tau(1-h)^2F(r/2a)}-1\right], \qquad (7.31)$$

Здесь

$$\langle I\rangle=I_0e^{-\tau(1-h)},\quad \tau=(2a/d)^2\langle n\rangle,$$

где $\langle n\rangle=L\pi d^2N_0/4$ — среднее число зерен на фотометрируемой площадке, а N_0 — концентрация рассеивателей.

После подстановки (7.30) и (7.31) в (7.29) имеем

$$B_{I'}(|\Delta r|)=2\pi\left(\frac{\pi d^2}{4}\right)\langle I^2\rangle\int\limits_0^d\left[e^{-\tau(1-h)^2F(r/2a)}-1\right]F\times$$

$$\times\left(\frac{|\vec{r}+\Delta\vec{r}|}{d}\right)r\,dr. \qquad (7.32)$$

Из (7.32) нетрудно получить выражение для дисперсии $\sigma^2_{I'}=B_{I'}(0)$, когда $d\gg a$. В этом случае функцию $F(r/2a)$ можно разложить в ряд по r/d и ограничиться первым членом. Тогда дисперсия запишется в виде

$$\sigma^2_{I'}=\frac{8\tau}{\langle n\rangle}\langle I^2\rangle\int\limits_0^1\left[e^{-\frac{\tau K^2F(x)}{4}}-1\right]x\,dx. \qquad (7.33)$$

В другом крайнем случае, когда $d\ll a$ (очень узкие оптические пучки) функцию $F(r/2a)$ можно разложить в ряд по $r/2a$. Ограничиваясь первым членом разложения, получаем

$$\sigma^2_{I'}=\left(\pi R^2\right)I_0^2e^{-\tau K}\left(e^{-\tau K^2/4}-1\right). \qquad (7.34)$$

Сравнение результатов расчетов с имеющимися экспериментальными данными для флуктуаций проходящего излучения в дисперсных средах проведено в [10] и показано на рис. 7.9. Измерения среднеквадратичных отклонений сигнала в зависимости от оптической толщи проводились для $\rho=2{,}2\cdot10^3$ (кривая *1*) и для $\rho=2{,}8\cdot10^3$ (кривая *2*). Видно, что для кривых *1* и *2* расчетные данные удовлетворительно согласуются с экспериментальными во всей области измеренных дисперсий. Отсюда следует, что статистическое экранирование является определяющей причиной флуктуаций в рассматриваемом случае. Небольшие расхождения наблюдаются только при больших оптических толщах, что естественно объяснить влиянием многократно рассеянного излучения, которое при расчетах не учитывалось.

Приближенный учет влияния фона многократного рассеяния на флуктуации проходящего излучения можно выполнять на основании следующих соображений [10]. Если предположить, что при больших оптических толщах сказывается влияние очень слабо

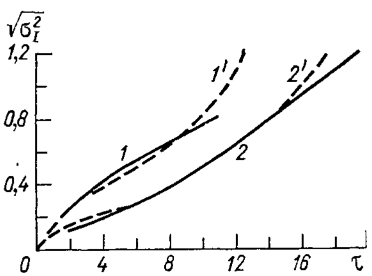


Рис. 7.9. Зависимость дисперсий флуктуаций интенсивности проходящего излучения от оптической толщи рассеивающего слоя.

1, 2 — измерения, *1', 2'* — расчет по формуле (7.34).

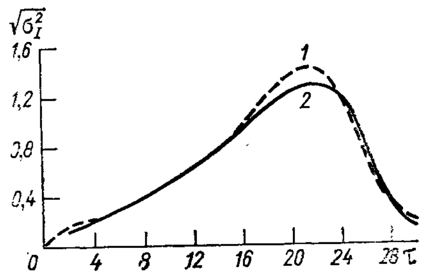


Рис. 7.10. Зависимость дисперсии флуктуаций интенсивности проходящего излучения от оптической толщи.

1 — расчет по (7.37), *2* — экспериментальные данные.

флуктуирующего фона многократно рассеянного излучения, то для общей нормированной дисперсии имеем соотношение

$$\sigma_{I\text{об}} = \sigma_I \frac{\langle I \rangle}{\langle I_{\text{об}} \rangle} = \sigma_I \frac{\langle I \rangle}{\langle I \rangle + \langle I_{\text{ф}} \rangle}. \tag{7.35}$$

Здесь $\langle I \rangle$ — средняя интенсивность проходящего излучения, затухание которого описывается формулой

$$\langle I \rangle = I_0 e^{-\tau_{\text{из}}} = I_0 e^{-\frac{\tau}{2} K(Z,\, Z_0)}, \tag{7.36}$$

где I_0 — начальная средняя интенсивность пучка; $\langle I_{\text{ф}} \rangle$ — средняя интенсивность фона многократно рассеянного вперед излучения; измеренная оптическая толща $\tau_{\text{из}} = k_{\text{из}} L$.

Зависимостью $\langle I_{\text{ф}} \rangle$ от τ согласно результатам измерений можно пренебречь по сравнению с таковой для $\langle I \rangle$. Тогда окончательно получаем

$$\sigma_{I\text{об}} = \sigma_I / \left[1 + e^{0{,}5K(Z,\, Z_0)(\tau - b)}\right], \tag{7.37}$$

где b характеризует средний уровень интенсивности многократно рассеянного излучения.

На рис. 7.10 приведены результаты расчетов $\sqrt{\sigma_I^2}$ по формуле (7.37) при значении $b = 24$, соответствующем результатам измерений средних интенсивностей, и экспериментальные данные. Сравнение кривых показывает хорошее согласие данных во всем исследованном диапазоне оптических толщ.

Таким образом, из сравнения расчетных и экспериментальных данных для дисперсий флуктуаций следует, что статистическое экранирование является определяющей причиной флуктуаций проходящего излучения в дисперсных средах при небольших оптических толщах, при которых суммарная яркость прямого и однократно рассеянного вперед излучения меньше яркости многократно рассеянного вперед излучения. При больших оптических толщах приближенный расчет дисперсий с достаточной для практических целей точностью может быть проведен по формуле (7.37).

7.3. Спекл-структура рассеянного излучения

При облучении слоя дисперсной среды пучком когерентного излучения в фокальной плоскости приемной линзы легко наблю-

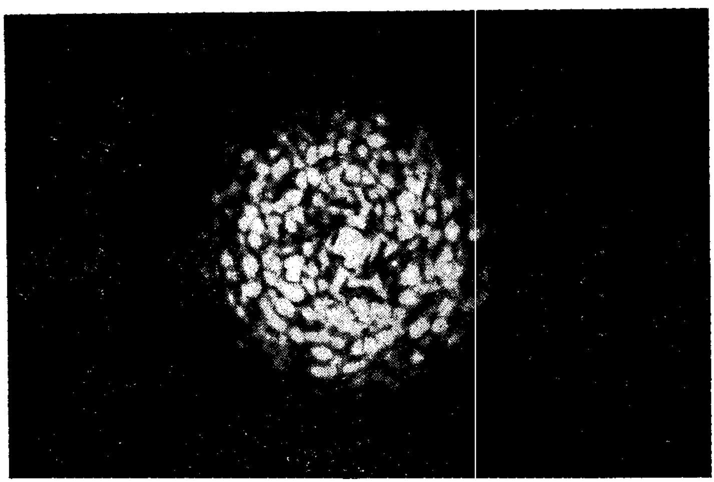


Рис. 7.11. Спекл-структура рассеянного лазерного излучения.

дается сложная пространственная структура рассеянного излучения [22]. На рис. 7.11 приведена такая структура при рассеянии лазерного пучка на частицах ликоподия. Аналогичная «пятнистая» структура наблюдается при определенных условиях и для отраженного лазерного излучения шероховатой поверхностью, для дифрагированного излучения системой отверстий и в ряде других подобных случаев. Наблюдаемая пятнистая структура фона рассеянного излучения получила название спекл-структуры (от английского слова speckle — пятно) и является результатом интерференции падающих и рассеянных волн системой случайно расположенных рассеивателей [2, 22, 25].

При движении рассеивателей в среде спекл-структура непрерывно изменяется, а скорость изменения зависит от скорости движения рассеивателей. Характерное время перестройки интерференционной картины, возникающей при однократном рассеянии излучения системой частиц, имеет следующий вид [22]:

$$t_c = \frac{\lambda}{2|\vec{v}|\sin\beta/2}, \tag{7.38}$$

где λ — длина волны падающего излучения, $|\vec{v}|$ — скорость движения рассеивающих частиц, β — угол рассеяния. Время t_c является минимальным временем усреднения для интенсивности рассеянного света. Если постоянная времени приемника меньше этого характерного времени и размеры приемной системы не превышают масштабы интерференционной картины, то для описания флуктуаций рассеянного излучения необходимо использовать представления статистической теории распространения света.

Статистические свойства спекл-структуры просто анализируются в приближении однократного рассеяния. Рассмотрим типичную схему эксперимента, когда лазерный пучок диаметром $2R$ падает на слой рассеивающей среды. Интенсивность рассеянного поля наблюдается во фраунгоферовой зоне пучка или в фокальной плоскости линзы. Суммарное поле ψ при однократном рассеянии является суперпозицией падающего ψ_0 и рассеянных на каждой частице полей ψ_i:

$$\psi = \psi_0 + \sum_i \psi_i = e^{i\vec{k}\vec{r}} + \sum \frac{f_i(\beta, \varphi)}{|\vec{r} - \vec{r}_i|} e^{i\vec{k}_0\vec{r}_i + i\vec{k}|\vec{r} - \vec{r}_i|}, \tag{7.39}$$

где падающее поле взято в виде плоской волны; $\vec{r}_i$ — положение центра i-й частицы; $f_i = |f|e^{i\chi_i}$ — амплитуда рассеяния, фаза которой характеризует сдвиг фаз в рассеянной волне относительно фазы падающего поля за счет рассеяния; сумма $\vec{k}_0\vec{r}_i + \vec{k}|\vec{r} - \vec{r}_i|$ описывает фазу рассеянной волны за счет распространения в свободном пространстве. Обычно изменения поля за счет множителя $f_i/|\vec{r} - \vec{r}_i|$ малы по сравнению с быстрыми осцилляциями поля и ими можно пренебречь. Для системы рассеивателей в точке наблюдения осуществляется суперпозиция полей в основном за счет множителя $\exp(i\vec{k}_0\vec{r}_i + i\vec{k}|\vec{r} - \vec{r}_i| + \chi_i)$

Подробный анализ показывает [3], что под углом рассеяния $\beta \approx \lambda/2R$ за счет геометрической разности хода фазы рассеянных полей будут равномерно распределены в интервале $0 - 2\pi$. Под углом $\beta \geqslant \lambda/2R$ будет наблюдаться некоторая неравномерность в распределении фаз, а при углах $\beta \gg \lambda/2R$ опять фазы распределяются равномерно в заданном интервале. В результате под углами рассеяния $\beta \gg \lambda/2R$ рассеянное поле является суперпозицией полей с постоянными амплитудами и хаотически распределенными фазами. Такие поля давно используются в статистической радиофизике в качестве моделей в задачах распространения радиоволн и все статистические характеристики их приведены в [20, 23].

Модель суперпозиции полей с постоянными амплитудами и хаотическими фазами была впервые рассмотрена Рэлеем [33] и иногда называется моделью Рэлея. Запишем простейшие статистические характеристики этой модели. За счет равномерного распределения фазы под определенными углами среднее рассеянное поле обращается в нуль, т. е. $\langle\psi_i\rangle=0$. Средняя интенсивность этого поля равна

$$\langle I_i\rangle=\langle|\psi_i|^2\rangle=\sum\langle A_i^2\rangle=N\langle A_i^2\rangle, \tag{7.40}$$

где N — число частиц; A_i — амплитуда рассеянного поля; $\langle A_i^2\rangle$ — средняя интенсивность поля, рассеянного одной частицей. Для неподвижных рассеивателей «расфазировка» на 2π между рассеянными волнами произойдет при увеличении угла β на величину $\lambda/2R$. Это означает, что угловой размер пятен в спекл-структуре определяется простым выражением

$$\Delta\beta=\lambda/2R. \tag{7.41}$$

Контраст (глубину модуляции) в спекл-структуре можно определить через величину дисперсии флуктуаций интенсивности $\sigma_I^2=$ $=[\langle I_s^2\rangle-\langle I_s\rangle^2]/\langle I_s\rangle^2$. Учитывая (7.40) нетрудно получить, что

$$\sigma_I^2=\lim_{N\to\infty}\frac{N\langle A^4\rangle+N(N-2)\langle A^2\rangle^2}{N^2\langle A^2\rangle^2}=1. \tag{7.42}$$

Используя центральную предельную теорему теории вероятности, можно показать, что при $N\to\infty$ в модели Рэлея суммарное рассеянное поле является так называемым круговым гауссовским полем [20]. В этом случае распределение амплитуды, фазы и интенсивности поля имеет довольно простой вид. В частности, интенсивность распределена по экспоненциальному закону

$$P(I)=\frac{1}{I_s}e^{-I_s/\langle I_s\rangle}. \tag{7.43}$$

Под углами $\beta\leqslant\lambda/2R$ к рассеянным полям ψ_i добавляется нефлуктуирующее падающее поле, а фазы рассеянных полей группируются около нуля. Под этими углами суммарное рассеянное поле становится некруговым гауссовым полем, но все статистические характеристики этого поля могут быть также записаны в аналитическом виде. При этом дисперсия интенсивности в направлении вперед равна нулю. По мере увеличения угла рассеяния она увеличивается и приближается к единице.

Применительно к распространению оптического излучения в дисперсных средах важно отметить, что приведенные выше статистические свойства спекл-структуры сохраняются и для ряда случаев при многократном рассеянии. Действительно, в последнем случае поле рассеянных волн по-прежнему является суперпозицией N волн, но их амплитуды и фазы будут отличаться от выражения (7.39). Многократное рассеяние приведет к более равномерному распределению фаз в интервале $0-2\pi$, поэтому модель Рэлея уже будет применима и для углов $\beta \leqslant \lambda/2\pi$. Для крупных частиц расфазировка за счет многократного рассеяния, будет несущественной. Для малых же частиц, рассеивающих на большие углы, разброс геометрических длин лучей увеличивается с увеличением кратности рассеяния. Для n-кратного рассеяния этот разброс имеет порядок nL (L — размер рассеивающей среды). И когда $n \gg L/l$ (l — длина когерентности излучения) спекл-структура, естественно, исчезает.

Важное свойство спекл-структуры рассеянного излучения, получившее в настоящее время применение для контроля качества оптических систем, связано с эффектом симметрии. Для пояснения этого эффекта интенсивность излучения в спекле может быть записана из (7.39) в виде [2]:

$$I(x, \vec{\rho}) = |\psi_0|^2 + \sum_i |\psi_i|^2 + 2\,\mathrm{Re} \sum_i \psi_0 \psi_i^* + 2\,\mathrm{Re} \sum_{j<i} \psi_i \psi_j =$$
$$= I_0 + I_1 + I_2 + I_3. \qquad (7.44)$$

Четыре слагаемых интенсивности в (7.44) имеют простой физический смысл: I_0 и I_1 представляют собой интенсивности падающего и рассеянного полей, а I_2 и I_3 — интенсивности, получающиеся в результате соответственно интерференции падающего и рассеянного полей и интерференции рассеянных на частицах полей. При наблюдении дифракции в фокальной плоскости линзы для интенсивности I_0 выполняется соотношение $I_0(x, \vec{\rho}) = I_0(x, -\vec{\rho})$, т. е. имеет место центр инверсии относительно оптической оси. Анализ (7.44) показывает [2], что и для формирующих спекл-структуру интенсивностей I_1, I_2 и I_3 также имеет место центр инверсии при определенных условиях. Эти условия в конечном итоге сводятся к случаю наблюдения спектров вне пределов дифракционного пятна (при углах рассеяния $\beta > \lambda/a$, где a — радиус частицы), когда можно пренебречь падающим полем. Экспериментальная проверка в дисперсных средах подтвердила [2] достаточно широкий круг условий, при которых наблюдается существование центра инверсии (эффекта симметрии).

Ряд закономерностей для спекл-структуры рассеянного излучения получен непосредственно при экспериментальных исследованиях в дисперсных средах. К числу таких закономерностей следует отнести зависимость дисперсии флуктуаций интенсивности от оптической толщи. Эти исследования позволили определить условия, при которых возникают или исчезают флуктуации интенсивности (спекл-структура) рассеянного излучения. По данным [7] на рис. 7.12 представлена зависимость нормированной дисперсии логарифма интенсивности $\sigma^2_{\lg I}$ для рассеянного излучения частицами полистирола от оптической толщи τ при различных значениях параметра $\rho = 2\pi a/\lambda$, где a — радиус частиц.

Из рисунка видно, что с увеличением τ для всех ρ флуктуации интенсивности уменьшаются. Увеличение же размера частиц при разных τ приводит, как правило, к увеличению дисперсии.

Обработка экспериментальных данных показывает, что число пятен в спекл-структуре уменьшается обратно пропорционально ρ^2. Далее применяя корреляционный анализ для исследования спекл-

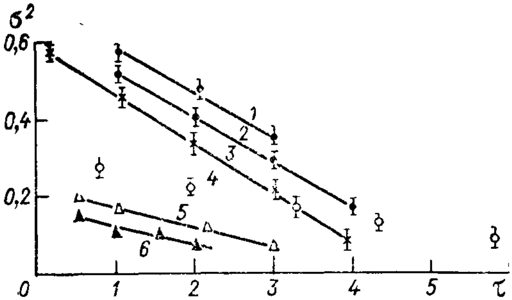


Рис. 7.12. Зависимость дисперсии логарифма интенсивности от оптической толщи при различных значениях ρ.

1) $\rho=8580$, *2*) $\rho=3460$, *3*) $\rho=2390$, *4*) $\rho=200$, *5*) $\rho=20$, *6*) $\rho=10$.

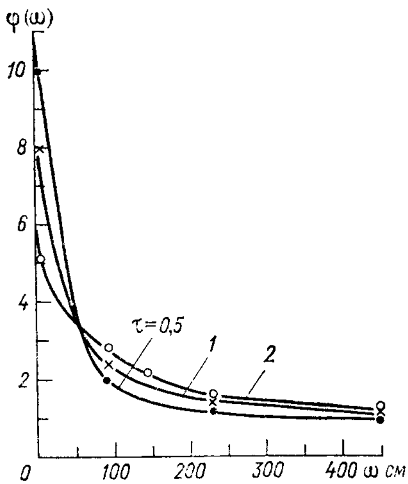


Рис. 7.13. Зависимость спектральной плотности спеклов от оптической толщи ($\rho=200$).

структуры рассеянного излучения, удается оценить характерный размер пятен и проследить динамику изменения этих размеров в зависимости от оптико-геометрических параметров системы. С увеличением оптической толщи среды в диапазоне 1—4 наблюдается незначительный рост радиуса корреляции при всех значениях ρ. Однако увеличение размера частиц приводит к заметному увеличению линейного размера пятен, что согласуется с данными, полученными для шероховатых поверхностей. При малых ρ в спекле картина имеет более тонкую структуру, так как рассеянный фон формируется бо́льшим количеством частиц.

Характерный вид спектральной плотности спекл-структуры для трех значений τ приведен на рис. 7.13. Из рисунка следует, что с ростом τ в спекле появляется больше низких частот и, следовательно, дисперсия флуктуаций сильнее зависит от этих частот. Увеличение углов рассеяния, как правило, приводит к уширению спектра частот и «разрушению» спекл-структуры.

В настоящее время наиболее полно экспериментально исследованы статистические характеристики и закономерности для спекл-структуры при отражении когерентного излучения от шероховатых поверхностей [31, 32]. Из результатов этих работ следует ряд выводов, которые справедливы и для дисперсных сред: глубина модуляции возрастает с увеличением степени когерентности падающего излучения; пространственные флуктуации интенсивности с ростом размеров неоднородностей увеличиваются и при размерах неоднородностей, равных радиусу корреляции, достигают насыщения; минимальные размеры пятен и максимальный контраст наблюдаются в плоскости изображения приемной системы; при удалении спекл-структуры от плоскости изображения размер зерен увеличивается и контраст уменьшается.

Исследования спеклов в задачах, связанных с распространением лазерного излучения в дисперсных средах, позволяют разработать принципиально новые методы решения обратных задач. В частности, определение динамических особенностей рассеивающих сред по динамике отдельных спеклов уже давно является одним из наиболее разработанных вопросов лазерной диагностики [18]. Чувствительность спекл-структуры к регулярным компонентам вектора скорости частиц в поступательном и вихревом (например, в турбулентной атмосфере) движениях [28] обеспечивает возможность их определения с помощью разработанных спекл-корреляционных методов.

7.4. Временные флуктуации интенсивности при осадках

Временные флуктуации интенсивности оптических пучков в атмосферных осадках вызываются рядом физических причин: интерференцией падающей и рассеянных волн в плоскости приема; хаотическим и направленным движением рассеивателей, обусловливающим временную изменчивость интерференционной картины; флуктуациями числа частиц в рассеивающем объеме, особенно заметными в узких оптических пучках. Кроме того, во флуктуации интенсивности при атмосферных осадках вносят определенный вклад и флуктуации за счет турбулентных неоднородностей показателя преломления атмосферного воздуха, которые при выпадении осадков подвергаются изменениям, как и другие оптические свойства атмосферы (например, изменение замутненности за счет вымывания аэрозолей).

Совокупное влияние перечисленных причин обусловливает сложность теоретического описания временных флуктуаций интенсивности оптических пучков при осадках. Поэтому непосредственное использование известных результатов теоретических исследований, обычно не учитывающих совокупность различных эффектов и их меняющуюся роль в процессе выпадения осадков, в настоящее время оказывается затруднительным без соответствующего представительного экспериментального материала, который за последние годы был получен преимущественно в Институте оптики атмосферы СО АН СССР.

Первые экспериментальные исследования в атмосферных осадках показали [10], что наряду с вариациями прозрачности в течение нескольких минут при дождях и снегопадах наблюдаются флуктуации с частотой от долей герца до 30—50 Гц. Уровень этих флуктуаций возрастает с увеличением интенсивности осадков и с ростом размеров рассеивателей. Дальнейшие исследования привели к выводу о том, что частотный спектр флуктуаций при осадках простирается до 10 кГц и по крайней мере при слабом дожде разделяется на участок, обусловленный турбулентными неоднородностями с характерной частотой $f_т \sim V_\perp \sqrt{\lambda L}$, и участок, обусловленный аэрозолем с характерной частотой $f_{аэр} \sim V'_\perp/d$. Здесь $V_\perp$ и $V'_\perp$ — перпендикулярные составляющие скорости ветра и движения частиц соответственно, λ — длина волны, L — длина трассы, d — диаметр частицы.

Подробные экспериментальные исследования, выполненные в ИОА СО АН СССР [4, 9] были направлены на изучение зависимости частотно-временного спектра и дисперсии флуктуаций интенсивности от параметров лазерного пучка ($\lambda = 0{,}63$ мкм) и от характеристик атмосферных осадков. Измерения производились одновременно в двух лазерных пучках с разными параметрами (по расходимости и диаметру) или с различными длинами трасс (от 130 до 1310 м). Чтобы исключить осредняющее действие апертуры приемной системы, диаметры диафрагм перед приемником были выбраны достаточно малыми (0,1 мм). Угол зрения приемников составлял 10^{-3} рад. Оптические измерения сопровождались одновременными наблюдениями интенсивности осадков и размеров частиц гидрометеоров.

Частотные спектры флуктуаций. Качественный анализ более 1200 спектров флуктуаций интенсивности лазерных пучков показывает, что независимо от параметров лазерных пучков, заметное влияние на спектры оказывает рассеяние оптических волн как на турбулентных неоднородностях показателя преломления, так и на гидрометеорах. При этом свойства турбулентности проявляются главным образом в области низких частот, а осадков — в области высоких частот.

Характерная деформация нормированного спектра флуктуаций

$$U(f) = fW(f) \Big/ \int_0^\infty W(f)\,df,$$

где $W(f)$ — спектральная плотность мощности сигнала на частоте f, в зависимости от интенсивности осадков приведена на рис. 7.14. Интенсивность снегопада определяется оптической толщей τ для постоянного расстояния $L = 130$ м между источником и приемником лазерного излучения. Как видно из рис. 7.14, по мере увеличения интенсивности осадков формируется второй (гидрометеорный) максимум на частотах порядка нескольких килогерц. Одновременно уменьшается турбулентный максимум. При очень интенсивных осадках последний совсем исчезает и тогда спектр имеет одновершинный вид. При смешанных осадках (дождь со снегом) наблюдаются трехвершинные спектры, что обусловлено появлением двух гидрометеорных максимумов, описывающих влияние совместно двух типов осадков.

Анализ всей совокупности спектров показывает, что на описанную выше достаточно простую картину изменений спектров при осадках накладывается действие многих параметров, которые характеризуют условия эксперимента и определяют более тонкие детали спектров. В число этих параметров входит форма, число, размер и скорость падения частиц, уровень

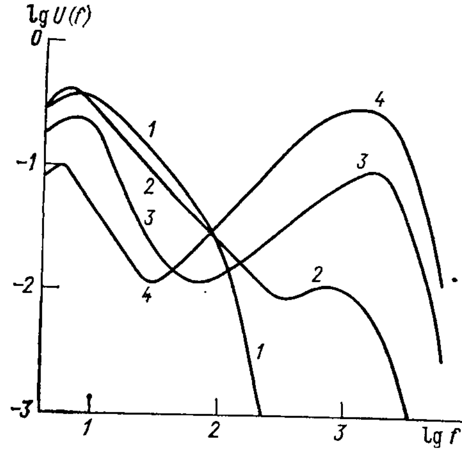


Рис. 7.14. Частотный спектр флуктуаций интенсивности лазерного пучка при различных оптических толщах осадков.

1) $\tau<0{,}02$, *2*) $\tau=0{,}02$, *3*) $\tau=0{,}05$, *4*) $\tau=0{,}2$.

и структура турбулентности, параметры лазерного пучка и трассы. Совокупность перечисленных параметров приводит к индивидуализации каждого спектра и затрудняет выявление зависимости статистических характеристик флуктуаций от какого-либо одного параметра. Тем не менее большинство спектров удается сгруппировать в отдельные серии, в пределах которых выполняются некоторые эмпирические соотношения.

Для количественного описания той низкочастотной области спектра, которая обусловлена рассеянием на турбулентных неоднородностях, естественно воспользоваться формулами из теории распространения оптических волн в турбулентной атмосфере. Такие формулы для различных экспериментальных условий были получены и обоснованы в фундаментальных исследованиях В. И. Татарского, А. С. Гурвича, В. Л. Миронова и ряда других авторов. В общем случае сложные формулы требуют численного расчета для конкретных экспериментальных условий. Только для некоторых частных случаев удается записать в аналитическом виде асимптотические приближения. В частности, простые асимптотические разложения имеют место в области слабых флуктуаций интенсивности для функции спектральной плотности $W(f)$ [10]:

$$W(f)=\begin{cases}0{,}45\sigma_\chi^2\,\dfrac{1}{f_0}\left[1+0{,}27\omega^{4/3}+\ldots\right], & \omega\ll 1,\\[2mm] 1{,}14\sigma_\chi^2\,\dfrac{\omega^{-8/3}}{f_0}, & \omega\gg 1.\end{cases}\qquad(7.45)$$

В формулах (7.45) через σ^2_χ обозначена дисперсия флуктуаций амплитуды волны, которая связана с дисперсией интенсивности σ^2_I соотношением

$$\sigma^2_\chi = \sigma^2_I/4 = 0{,}31 C^2_n k^{7/6} L^{11/6}, \tag{7.46}$$

C^2_n — структурная характеристика турбулентности; $k=2\pi/\lambda$ — волновое число; L — длина трассы. Величина ω связана с характерной частотой $f_0=V_\perp/l$ (l — размеры турбулентных неоднородностей) соотношением $\omega=f/f_0$.

Из формул (7.45) следует, что в области низких частот величина спектральной плотности практически не зависит от частоты, а в области высоких частот уменьшается пропорционально $f^{-8/3}$. В логарифмическом масштабе по осям ординат (как на рис. 7.14) оба эти асимптотических случая описываются прямыми линиями.

Высокочастотная область спектра флуктуаций при осадках, которая обусловлена рассеянием волн гидрометеорами, наиболее просто описывается количественно для частот $f>f_г$, где $f_г$ — частота, соответствующая положению гидрометеорного максимума. В этой области частот все спектры круто спадают и их удается с точностью не хуже 10 % аппроксимировать функциями

$$U(f) = \begin{cases} A_1 e^{-bf} & \text{для снегопада,} \\ A_2 f^{-c} & \text{для дождя.} \end{cases} \tag{7.47}$$

Величины A_1, A_2, b и c — эмпирические постоянные, зависящие от экспериментальных условий.

Экспоненциальная зависимость спектра $U(f)$ в высокочастотной области наблюдается для снегопада с широким диапазоном изменения b. При этом величина b зависит от размеров частиц и параметров пучка. Для расходящихся пучков b изменяется от 0,7 до 3 при росте размеров частиц от 1 до 30 мм, для широких коллимированных пучков b равна 1 при изменении размеров частиц от 2 до 30 мм (при этом $A_1=0{,}6$).

Степенная зависимость спектра $U(f)$ наблюдается для дождей, а также для осадков и с другими мелкими частицами, форма которых близка к сферической (крупа, ледяной дождь). Величина c изменяется от 3 до 5 в зависимости от экспериментальных условий.

При интенсивных и продолжительных осадках в спектре флуктуаций турбулентный максимум исчезает совсем. Физическое объяснение этого экспериментального факта следует связывать с выравниванием температурных градиентов при продолжительных осадках и соответственно с исчезновением турбулентных неоднородностей показателя преломления. Анализ спектров флуктуаций в этом случае удается провести и для низкочастотной области относительно гидрометеорного максимума. Такой анализ для дождей и снегопадов приводит к единой эмпирической формуле для $U(f)$:

$$U(f) \sim f, \quad f < f_г \tag{7.48}$$

независимо от размеров частиц и параметров лазерного пучка (расходящегося, коллимированного или сфокусированного).

Дисперсия флуктуаций. Наряду со спектром, дисперсия флуктуаций интенсивности относится к числу основных статистических характеристик атмосферно-оптических помех, а ее зависимость от параметров осадков лежит в основе оптических методов исследования и контроля осадков. Проведенные экспериментальные исследования флуктуационных характеристик для атмосферных осадков в натурных условиях показывают, что зависимость ди-

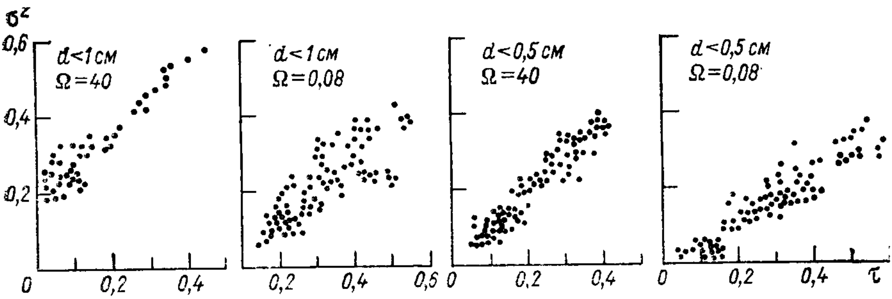


Рис. 7.15. Зависимость нормированной дисперсии флуктуаций интенсивности от оптической толщи τ (интенсивности осадков) при различных d и Ω.

сперсии флуктуаций от параметров лазерного пучка и осадков оказывается различной на коротких и длинных трассах.

Можно ожидать, что за счет малого вклада турбулентности атмосферы на коротких трассах зависимость дисперсии флуктуаций при осадках в основном определяется статистическим характером рассеяния оптического излучения на гидрометеорах. На рис. 7.15 приведены результаты измерений нормированной дисперсии для коллимированного пучка с $\Omega = kr^2/L = 40$, где r — эффективный радиус пучка в начале трассы, и для расходящегося пучка с $\Omega = 0{,}08$.

Из рисунка видно, что во всех случаях в среднем наблюдается линейное возрастание дисперсии с увеличением интенсивности осадков. Последняя измерялась с помощью измерителя дальности видимости и приведена на рисунке в единицах оптической толщи $\tau = kL$, где $k = 3{,}9/S_{\text{м}}$ — коэффициент ослабления при осадках, $S_{\text{м}}$ — метеорологическая дальность видимости. Интересным обстоятельством является то, что экстраполяция измеренной зависимости к началу координат иногда не приводит к уменьшению дисперсии до нуля, что можно объяснить наличием флуктуаций за счет рассеяния на турбулентных неоднородностях во время осадков. Если при такой экстраполяции дисперсия флуктуаций достигает нуля при «остаточной» оптической толще τ, то это можно интерпретировать наличием сильного замутнения при осадках таким аэрозолем, рассеяние на котором не вызывает флуктуаций интенсивности лазерного пучка (например, рассеяние мелкодисперсным аэрозолем). В реальных условиях конкретного эксперимента на измеряемую зависимость, по-видимому, оказывают влияние одновременно оба фактора, а результат экстраполяции в начало координат определяется преимущественной ролью одного из них.

На длинных трассах вкладом турбулентности атмосферы в дисперсию флуктуаций пренебрегать нельзя даже при слабо развитой турбулентности. Поэтому естественно ожидать, что снижение вклада турбулентности во время продолжительных осадков на

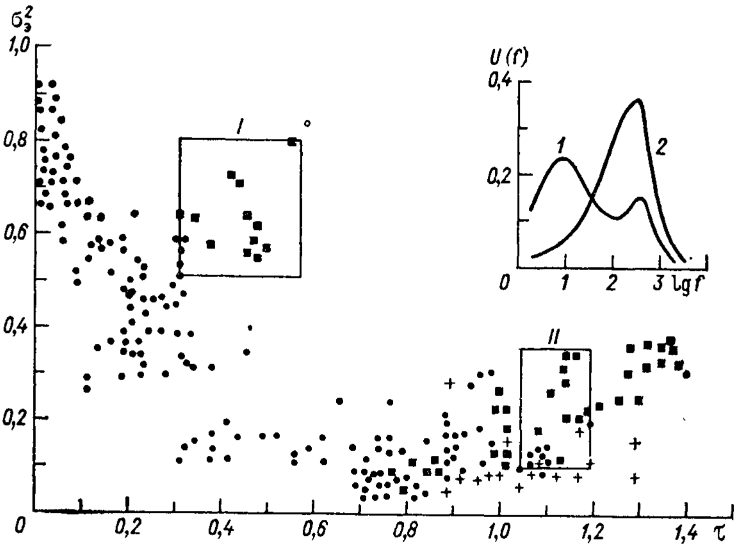


Рис. 7.16. Зависимость дисперсии флуктуаций на длинной трассе (890 м) от интенсивности осадков для коллимированного лазерного пучка ($\Omega=4,5$).

длинных трассах приведет к обратной зависимости полной дисперсии от интенсивности осадков по сравнению с зависимостью для коротких трасс. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 7.16, при определенных условиях подтверждают такую обратную зависимость. Действительно, как видно из этого рисунка, с увеличением оптической толщи дисперсия флуктуаций для длинной трассы сначала уменьшается, проходит через минимум, а затем увеличивается. Большой разброс экспериментальных точек обусловлен разнообразием атмосферных условий, при которых они получены и из которых особо выделены хлопья (квадратики) и крупа (крестики).

При длинных трассах на дисперсию, кроме оптической толщи, могут оказывать влияние и другие дополнительные условия. Например, область I получена днем при слабом снегопаде в виде хлопьев и развитой турбулентности. Для приведенного в правом верхнем углу спектра флуктуаций в этом случае (кривая *1*) характерен существенный турбулентный низкочастотный максимум.

Наоборот, область II получена при сильном снегопаде в виде хлопьев и слабой турбулентности. Спектр флуктуаций в этом случае (кривая *2*) подчиняется основной закономерности.

На рис. 7.17 приведены результаты измерений зависимости относительной дисперсии лазерного пучка $\delta=\sigma_э^2(\Omega)/\sigma_э^2$ от дифракционного параметра $\Omega=kr^2/L$, где r — начальный радиус пучка, L — длина трассы. Параметр Ω изменяли путем увеличения начального радиуса пучка от минимального с $r=0{,}76$ мм (расходящийся пучок с $\Omega=4{,}5\cdot 10^{-4}$) до максимального с $r=27$ мм (коллимированный пучок с $\Omega=54$). Измерения проводились для случаев $\Omega\geqslant 1$ (кривая 1) и $\Omega<1$ (кривая *2*).

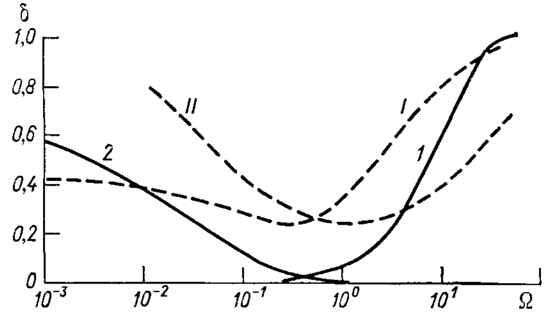


Рис. 7.17. Зависимость дисперсии флуктуаций интенсивности в осадках от дифракционного параметра лазерного пучка.

Для сравнения на рис. 7.17 приведены результаты расчетов зависимости дисперсии флуктуаций от параметра Ω в турбулентной атмосфере (кривая *I*) и в дисперсных средах (кривая *II*). В обоих случаях расчетные кривые имеют минимум в области $\Omega=1$, наличие которого вызвано противоположным действием роста диаметра пучка (уменьшается дисперсия за счет эффектов осреднения) и уменьшения угловой расходимости пучка (увеличивается дисперсия при переходе от сферической волны к плоской, т. е. при уменьшении угловой расходимости). Экспериментальные данные (для снегопада с $d<0{,}5$ см) также показали наличие минимума дисперсии в этой области Ω. Но экспериментально наблюдаемый минимум оказался более глубоким.

Кроме того, из рисунка видно, что дисперсия флуктуаций при малых Ω (в расходящихся пучках) меньше, чем дисперсия при больших Ω (в коллимированных пучках). Этот факт естественно объяснить сглаживанием флуктуаций за счет регистрации части рассеянного со стороны (под малыми углами) излучения наряду с модулированным в осадках проходящим излучением. Относительная интенсивность последнего больше в случае расходящихся лазерных пучков за счет большего рассеивающего объема, визируемого приемной системой.

Практический интерес представляет аналитическое описание зависимости дисперсии флуктуаций в осадках от дифракционного параметра. Результаты подбора эмпирических формул показали, что с приемлемой погрешностью полученная совокупность экспериментальных точек аппроксимируется соотношениями:

$$\delta = \begin{cases} 1 - e^{-0,08\Omega}, & \Omega \geqslant 1, \\ 0,6\left(1 - e^{-\frac{0,04}{\Omega^{0,7}}}\right), & \Omega < 1, \end{cases} \qquad (7.49)$$

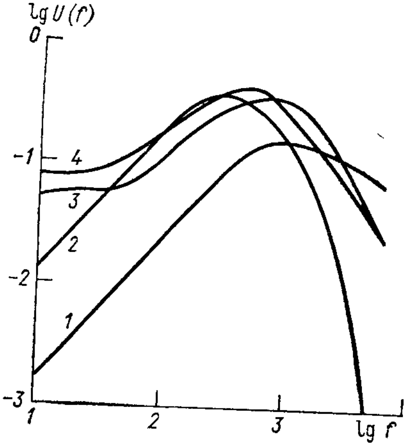
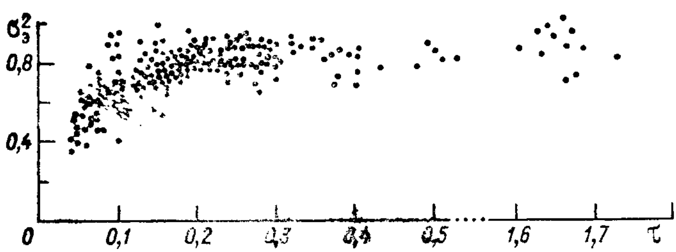


Рис. 7.18. Частотный спектр флуктуаций интенсивности рассеянного излучения ($\Omega = 54$; $L = 130$ м) при различных оптических толщах.

1) $\tau = 0,41$, *2*) $\tau = 0,33$, *3*) $\tau = 0,20$, *4*) $\tau = 0,12$.

Рис. 7.19. Зависимость дисперсии флуктуаций рассеянного излучения от интенсивности **осадков.**



Приведенные на рис. 7.17 кривые *1* и *2* удовлетворительно описываются формулами (7.49).

Флуктуации интенсивности рассеянного излучения. Измерения флуктуаций интенсивности рассеянного лазерного излучения в осадках были произведены для сфокусированного пучка на угловом расстоянии 10^{-4} рад от оси пучка в фокальной плоскости.

Типичные спектры флуктуаций при различной интенсивности осадков приведены на рис. 7.18. Как и следовало ожидать, для флуктуаций интенсивности рассеянного излучения спектр в основном определяется рассеянием на гидрометеорах и поэтому имеет один четко выраженный максимум, положение и значение которого зависят от интенсивности осадков. Только при малой интенсивности осадков наблюдается деформация спектра в низкочастотной области, что обусловлено возрастающей ролью рассеяния на турбулентных неоднородностях показателя преломления.

Зависимость дисперсии флуктуаций интенсивности рассеянного излучения σ_p^2 от оптической толщи в осадках приведена на рис. 7.19. Отличительная особенность этой зависимости состоит в том, что наблюдается быстрое насыщение дисперсии, начиная с оптических толщ $\tau \geqslant 0{,}2$. Насыщение происходит на уровне дисперсии $\sigma_p^2 \approx 0{,}85$, т. е. ниже единицы, предсказываемой теорией спеклов в рассеянном излучении.

В этом параграфе обсуждены результаты только экспериментальных исследований по временным флуктуациям интенсивности лазерных пучков при атмосферных осадках. В настоящее время опубликованы и результаты многих теоретических исследований, которые в ряде случаев уже вышли за рамки поисков эффективных методов расчета и содержат как конкретные примеры расчетов флуктуационных характеристик, так и анализ некоторых физических закономерностей (см., например, [1]). Задачи строгой интерпретации экспериментальных данных и перспективы решения обратных задач в атмосферных осадках стимулируют прямое сопоставление результатов экспериментальных и теоретических исследований, которые к настоящему времени достигли заслуживающего внимания уровня. Поэтому есть основания надеяться на значительный прогресс в этом направлении в ближайшее время.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К главе 1

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.— 720 с.
2. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами.— М.: Изд-во иностр. лит., 1961.— 564 с.
3. Волковицкий О. А., Павлова К. Н., Петрушин А. Г. Оптические свойства кристаллических облаков.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.— 198 с.
4. Гермогенова О. А. Рассеяние электромагнитной волны на двух сферах.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, 1963.
5. Гуди Р. М. Атмосферная радиация.— М.: Мир, 1966.— 484 с.
6. Долгинов А. З., Гнедин Ю. Н., Силантьев Н. А. Распространение и поляризация излучения в космической среде.— М.: Наука, 1979.— 493 с.
7. Зельманович И. Л., Шифрин К. С. Таблицы по светорассеянию. Т. 3. Коэффициенты ослабления, рассеяния и лучевого давления.— Л.: Гидрометеоиздат, 1968.
8. Иванов Е. А. Дифракция электромагнитных волн на двух телах.— Минск: Наука и техника, 1968.— 583 с.
9. Каули Джон М. Физика дифракции.— М.: Мир, 1979.— 431 с.
10. Пришивалко А. П., Бабенко В. А., Кузьмин В. Н. Рассеяние и поглощение света неоднородными и анизотропными сферическими частицами.— Минск: Наука и техника, 1984.— 264 с.
11. Розенберг В. И. Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами.— Л.: Гидрометеоиздат, 1972.— 342 с.
12. Розенберг Г. В. Вектор-параметр Стокса.— УФН, 1955, т. 56, вып. 1, с. 77—110.
13. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма.— М.: Гостехиздат, 1948.— 539 с.
14. Фок В. А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн.— М.: Сов. радио, 1970.— 517 с.
15. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии.— М.: Изд-во иностр. лит., 1954.— 435 с.
16. Шифрин К. С., Зельманович И. Л. Таблицы по светорассеянию. Т. 2. Таблицы матриц рассеяния и составляющих рассеянного поля.— Л.: Гидрометеоиздат, 1968.
17. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутных средах.— М.: ГИТТЛ, 1951.— 288 с.
18. Шифрин К. С. Рассеяние света на двухслойных частицах.— Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1952, № 2, с. 15.
19. Aden A. E., Kerker M. Scattering of elektromagnetic waves from two concentric spheres.— J. Appl. Physic, 1951, v. 22, N 10.
20. Fenn R. W., Oser H. Scattering properties of concentric sootwater spheres for visible and infrared light.— Appl. Optics, 1965, v. 4, N 11, p. 1504.
21. Love A. E. Proc. Lond. Math. Soc., 1899, v. 30, p. 308.
22. Mie G. Annal. Physic, 1908, v. 25, p. 377.
23. Nevel J. Contribution a stude de la diffraction des ondes electromagnetigues par les spheres.— Annal. Physic, 1960, v. 5, N 4—5.
24. Trinks W. Zur Vielfachstrenung an kleinen Kugeln.— Annal Physic, 1955, v. 22, N 5.

К главе 2

1. Барабенков Ю. Н., Кравцов Ю. А., Рытов С. М., Татарский В. И. Состояние теории распространения волн в случайно-неоднородных средах.— УФН, 1970, т. 102, вып. 1, с. 3—34.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.— 720 с.
3. Боровой А. Г. Многократное рассеяние оптических волн в среде с дискретными рассеивателями.— Томск: Изд. ИОА СО АН СССР, 1984.— 35 с.
4. Браво-Животовский Б. М., Долин Л. С., Лучинин А. Г. и др. Некоторые вопросы теории видения в мутных средах.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, т. 5, № 7, с. 672—684.
5. Волнистова Л. П., Дрофа А. С. Влияние рассеивающей среды на качество оптического изображения.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1985, т. 21, № 1, с. 50—57.
6. Вольф Э., Мандель Л. Когерентные свойства оптических полей.— УФН, т. 87, вып. 3, 1965, с. 491—560; т. 80, вып. 2, 1962, с. 347—366, вып. 4, с. 619—673.
7. Генин В. Н., Зайцев В. Е., Кабанов М. В. О переносе оптического изображения через неоднородную по трассе рассеивающую среду.— В кн.: X Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. М.: Наука, 1972, с. 356—359.
8. Гершун А. А. Избранные труды по фотометрии и светотехнике.— М.: Физматгиз, 1958.— 548 с.
9. Гольберг М. А. Влияние вторичного рассеяния на точность определения наклонной прозрачности по методу равных углов.— Труды НИИ ГМП, 1969, в. 21, с. 30—36.
10. Даничкин С. А., Самохвалов И. В. Уравнение оптической локации протяженных рассеивающих сред, учитывающее параметры лидара.— В кн.: Лазерное зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1976, с. 104—110.
11. Долин Л. С., Савельев В. А. Уравнение переноса оптического изображения в рассеивающей среде. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т. 15, № 7, с. 717—723.
12. Донченко В. А., Кабанов М. В., Самохвалов И. В. Отражение узких световых пучков рассеивающей средой.— Изв. вузов СССР. Физика, 1974, № 4, с. 95—100.
13. Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов.— М.: Атомиздат, 1960.— 520 с.
14. Зуев В. Е. Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей.— М.: Сов. радио, 1966.— 318 с.
15. Зуев В. Е., Белов В. В., Борисов Б. Д. и др. Экстремальное искажение изображения объектов, наблюдаемых через рассеивающий слой.— ДАН СССР, 1983, т. 268, № 2, с. 321—324.
16. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех).— М.: Сов. радио, 1977.— 368 с.
17. Иванов В. В. Перенос излучения в частотах спектральных линий.— Л.: Изд. ГГО, 1971.— 33 с.
18. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Ч. 2. Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатые поверхности и дистанционное зондирование.— М.: Мир, 1981.— 317 с.
19. Кабанов М. В. Об учете однократного рассеяния при измерениях прозрачности атмосферы.— Изв. вузов СССР. Физика, 1962, № 4, с. 28—32.
20. Кабанов М. В. Оптическая передаточная функция для рассеивающих сред. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 8, с. 835—843.
21. Кауль Б. В., Самохвалов И. В. Уравнение лазерной локации атмосферы в приближении двукратного рассеяния.— Изв. вузов СССР. Физика, 1975, № 8, с. 109—113.
22. Козлов В. П., Федорова Е. О. Отражение света от рассеивающей среды.— Оптико-механическая промышленность, 1967, № 1, с. 1—7.
23. О'Нейл Э. Введение в статистическую оптику.— М.: Мир, 1966.— 254 с.
24. Полякова Е. А. Экспериментальная проверка формулы для коэффициента ослабления света в дожде.— Труды ГГО, 1957, вып. 68, с. 88—91.

25. Розенберг Г. В. Вектор-параметр Стокса.— УФН, т. 56, вып. 1, 1955, с. 77—110.
26. Розенберг Г. В. Световой режим в глубине среды с рэлеевским рассеянием.— Оптика и спектроскопия, 1969, т. 7, вып. 3, с. 407—425.
27. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику.— Ч. 2. Случайные поля.— М.: Наука, 1978, 463 с.
28. Скрелин А. Л., Иванов А. П., Калинин Н. И. Пространственно-временная структура световой дымки от импульсного излучателя в атмосфере.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1970, т. 6, № 8, с. 889—899.
29. Смирнов В. А. Теория и метод решения задач о переносе оптического изображения в рассеивающих средах.— Вопросы радиоэлектроники. Серия IX. Техника телевидения, 1965, вып. 6, с. 109—124.
30. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет.— М.: ГИТТЛ, 1956.— 391 с.
31. Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света/Под ред. Б. И. Степанова и А. П. Иванова.— Минск: Наука и техника, 1971.— 486 с.
32. Тимофеева В. А. Сложное рассеяние света в мутных средах.— Труды морского гидрофизического института АН СССР, 1953, т. 3, с. 35—81.
33. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии.— М.: Изд-во иностр. лит., 1953.— 435 с.
34. Шифрин К. С. Коэффициент рассеяния света на больших частицах.— Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 1950, т. 14, № 1, с. 64—69.
35. Элементы теории светорассеяния и оптической локации/Отв. ред. В. М. Орлов.— Новосибирск: Наука, 1982.— 225 с.
36. Foldy L. L. The multiple scattering of waves.— Phys. Rev., 1945, v. 67, p. 107—122.
37. Fried D. L. Optical resolution through a randonly inhomogeneoue medium for very long and very short exposeres.— JOSA, 1966, v. 56, N 10, p. 1372—1379.
38. Lenoble J. Ann. Geophys, 1956, v. 12, N 1, p. 16—20.
39. Penndorf R. B. Approximation formula forvard scattering.— JOSA, 1962, v. 52, N 7, p. 797—799.
40. Ramanchandran G. N. A problem in probability related to the passage of light through a cloud of particles.— Proc. Ind. Acad. Sci., 1960, v. A-52, N 2.
41. Sinclair D. J. Light scattering by spherical particles.— JOSA, 1947, N 6, p. 770—775.

К главе 3

1. Батчер С., Чарсон Р. Введение в химию атмосферы.— М.: Мир, 1977.— 270 с.
2. Берлянд М. Е. Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнение атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1975.— 448 с.
3. Григорьев А. А., Липатов В. Б. Дымовые загрязнения атмосферы по наблюдениям из космоса.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.— 36 с.
4. Емиленко А. С., Толстобров В. Г. Рассеяние света полидисперсным золем.— М.: Наука, 1981.— 212 с.
5. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.
6. Ивлев Л. С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1982.— 366 с.
7. Израэль Ю. А., Назаров И. М., Пресман А. Я. и др. Кислотные дожди.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983.— 206 с.
8. Исследования природной среды с пилотируемых орбитальных станций/Под ред. К. Я. Кондратьева.— Л.: Гидрометеоиздат, 1972.— 389 с.
9. Калиненко Д. И., Сончик В. К. Влияние температуры на оптические постоянные воды и водных растворов некоторых солей в области 450—5000 $см^{-1}$.— Деп. ВИНИТИ, № 408—77, 1977, 15 с.

10. Козлов В. С., Фадеев В. Я. Таблицы оптических характеристик светорассеяния мелкодисперсного аэрозоля с логнормальным распределением по размерам. Препринт № 131 ИОА СО АН СССР, изд-во ТФ СО АН СССР, Томск, 1981.— 65 с.
11. Колмогоров А. Н. О логарифмически нормальном законе распределения размеров частиц при дроблении.— ДАН СССР, т. 31, № 2, 1941, с. 99—101.
12. Кондратьев К. Я., Москаленко И. И., Поздняков Д. В. Атмосферный аэрозоль.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983.— 224 с.
13. Марчук Г. И. Математическое моделирование в проблеме окружающей среды.— М.: Наука, 1982.— 320 с.
14. Мисаки К. Поведение аэрозолей/Пер. с японского.— Кисе кэнкю ното. 1981, № 142, с. 95—182.
15. Пененко В. В. Методы численного моделирования атмосферных процессов.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.— 352 с.
16. Розенберг Г. В., Горчаков Г. И., Георгиевский Ю. С., Любовцева Ю. С. Оптические параметры атмосферного аэрозоля.— В кн.: Физика атмосферы и проблема климата. М.: Наука, 1980, с. 216—257.
17. Селезнева Е. С. Атмосферные аэрозоли.— Л.: Гидрометеоиздат, 1966.— 174 с.
18. Уорк К., Уорнер С. Загрязнение воздуха. Источники и контроль.— М.: Мир, 1980.— 539 с.
19. Фукс П. А. Успехи механики аэрозолей.— М.: Изд-во АН СССР, 1961.— 351 с.
20. Химия нижней атмосферы/Под ред. С. Расула.— М.: Мир, 1976.— 708 с.
21. Хргиан А. Х. Физика атмосферы, т. 1.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.— 247 с.
22. Юнге Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы.— М.: Мир, 1965.— 425 с.
23. Яновицкий Э. Г., Думанский З. О. Таблицы по рассеянию света полидисперсной системой сферических частиц.— Киев: Наукова думка, 1972.— 124 с.
24. Kaster F. Falling speed of aerosol particles.— J. Appl. Met, 1968, v. 7, p. 944—947.
25. Kluge W., Wipperman F. Namerische Integrationen einer Gleichung für turbulente Diffusion.— Arch. Met. Geoph. Bioklim. 1967, Bd 16A, N 1, S. 1—11.
26. Prospero I. M. The atmospheric aerosol system: An overview.— Reviews of Geophysics and Space Physics, 1983, v. 21, N 7, p. 1607—1629.
27. Randall R. E., McGill. Univ. Dept. of Geography, Climatological Bull., 1968, N 3, p. 23—35.

К главе 4

1. Андреев С. Д., Зуев В. Е., Ивлев Л. С. и др. О некоторых особенностях спектрального пропускания дымок в видимой и инфракрасной областях спектра.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1972, т. 8, № 12, с. 1261—1267.
2. Бартенева О. Д., Довгялло Е. И., Поляков Е. А. Экспериментальные исследования оптических свойств приземного слоя атмосферы.— Труды ГГО, вып. 220, 1967.— 265 с.
3. Бронштен В. А., Гришин Н. И. Серебристые облака.— М.: Наука, 1970.— 360 с.
4. Будыко М. И. и др. Климат и воздействия на аэрозольный слой стратосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1974.— 40 с.
5. Волковицкий О. А., Павлов Л. Н., Петрушин А. Г. Оптические свойства кристаллических облаков.— Л.: Гидрометеоиздат, 1984.— 198 с.
6. Давыдов В. С., Хохлов В. Н. Коэффициенты рассеяния атмосферы Земли на высотах 70—100 км в условиях сумерек.— Тезисы докл. Всесоюзн.

симпоз.: Оптические исследования состава и излучения верхней атмосферы.— Обнинск: 1976, с. 5—6.
7. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами.— М.: Мир, 1971.— 165 с.
8. Зуев В. Е. Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей.— М.: Сов. радио, 1966.— 318 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., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех).— М.: Сов. радио, 1977.— 368 с.
12. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1986.
13. Зуев В. Е., Наац И. Э. Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы.— Новосибирск: Наука, 1982.— 241 с.
14. Зуев В. Е., Савельев Б. А., Волковицкий О. А. и др. Исследование индикатрис рассеяния радиации мелкодисперсных туманов в широком спектральном интервале.— Тезисы докладов X Всесоюзн. конф. по распространению радиоволн.— М.: Наука, 1972, с. 303—307.
15. Ивлев Л. С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1982.— 336 с.
16. Кабанов М. В., Пхагалов Ю. А., Ужегов В. Н. О разделении на компоненты спектральных коэффициентов ослабления в дымках прибрежного района.— Тезисы докл.: Оптика моря и атмосферы. Батуми, 1984, с. 282—284.
17. Кейдл Р. Твердые частицы в атмосфере и в космосе.— М.: Мир, 1969.— 281 с.
18. Козлов В. С., Панченко М. В., Савельев Б. А., Фадеев В. Я. Коэффициент асимметрии индикатрисы рассеяния.— Оптика и спектроскопия, т. 36, вып. 6, 1975, с. 1171—1176.
19. Кондратьев К. Я. Радиационные факторы современных изменений глобального климата.— Л.: Гидрометеоиздат, 1980.— 279 с.
20. Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И., Поздняков Д. В. Атмосферный аэрозоль.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983.— 224 с.
21. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля.— Новосибирск: Наука, 1982.— 198 с.
22. Лебединец В. И. Аэрозоль в верхней атмосфере и космическая пыль.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.— 272 с.
23. Микиров А. Е., Смеркалов В. А. Исследование рассеянного излучения верхней атмосферы Земли.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.— 208 с.
24. Наац И. Э. Теория многочастотного лазерного зондирования атмосферы.— Новосибирск.: Наука, 1980.— 155 с.
25. Панченко М. В., Тумаков А. Г., Ужегов Н. И., Фадеев В. Я. Статистический анализ коэффициентов направленного рассеяния в области углов 5—175°.— Труды V Всесоюзн. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1979, с. 24—29.
26. Пхагалов Ю. А., Ужегов В. Н. О связи вариаций спектральных коэффициентов ослабления излучения с метеопараметрами.— В кн.: Тезисы докл. 3 Всесоюзн. совещания по атмосферной оптике и актинометрии, ч. 2. Томск, 1983, с. 61—64.
27. Розенберг Г. В. Оптические исследования атмосферного аэрозоля.— УФН, 1968, т. 95, № 1, с. 159—208.
28. Розенберг Г. В. Сумерки.— М.: Физматгиз, 1963, 380 с.
29. Розенберг Г. В., Горчаков Г. И., Георгиевский Ю. С., Любовцева Ю. С. Оптические параметры атмосферного аэрозоля.— В кн.: Физика атмосферы и проблемы климата. М.: Наука, 1980, с. 216—257.
30. Розенберг Г. В., Сандомирский А. Б. Определение высотного хода коэффициентов рассеяния по фотографиям дневного горизонта Земли, полученным с космического корабля «Восход».— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1967, т. 3, № 2, с. 151—164.

31. Уэбб В. Структура стратосферы и мезосферы.— М.: Мир, 1969.— 258 с.
32. Филиппов В. Л., Мирумянц С. О. Аэрозольное ослабление ИК радиации в «окнах прозрачности» атмосферы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1971, т. 8, № 7, с. 818—819.
33. Шифрин К. С., Зельманович И. Л. Таблицы по светорассеянию, т. 3.— Л.: Гидрометеоиздат, 1968,— 432 с.
34. Bigg E. K. Size distribution of stratospheric aerosols and their variations with altitude and time.— J. Atmosph. Sci., 1976, v. 33, p. 1080—1085.
35. Cai Q., Liou K.-N. Polirized light scettering by hexagonal ice crystals.— Theory. Appl. Opt., 1982, v. 21, N 19, p. 3569—3580.
36. Coakley J. A., Grams G. W. Relative influence of visible and infrared optical properties of stratospheric aerosol layer on the global climate.— J. Appl. Met., 1976, v. 15, N 7, p. 679—691.
37. Divary N. B. The results of investigation of dust in the upper atmosphere by the twilight method.— Space Res., 1971, v. 11, N 1, p. 351—355.
38. Foitzik L., Zshaeck H. Messungen der spektralen zerstreungsfunktion bodennaher Luft bei guter Sicht, Dusnst und Nebel.— Z. Met., 1953, v. 7, N 1, s. 1—19.
39. Herman B. M., Browning S. R. The effect of aerosols on the earth-atmosphere albedo.— J. Atmos. Sci., 1975, v. 32, N 7, p. 1430—1445.
40. Lidar investigations of light scattering by nonspherical particles of the upper atmosphere.— In: 9th International Laser Radar Conference on Laser Atmospheric Studies. Abstracts. München, 1979.
41. Luther F. M. Effect of aerosols on solar heating rates.— Preprint, Laurence Livemore Lab. Univ. Calif., 1974. 3 p.
42. Tozer W. F., Beeson D. E. Optical model Noctilucent clouds based on polarimetric measurements from two sounding rocke campaigns.— J. Geophys. Res., 1974, v. 79, N 36, p. 5607—5612.
43. Wendling P., Wendling R., Weickmann H. K. Scattering of solar radiation by hexaganal ice crystals.— Appl. Opt., 1979, vol. 18, N 15, p. 2663—2671.

К главе 5

1. Вавилов С. И. Микроструктура света.— М.: Изв. АН СССР, 1950.— 197 с.
2. Вергун В. В., Кабанов М. В., Коханенко Г. П., Крутиков В. А. Размытие и деполяризация проходящего оптического импульса на больших оптических глубинах в рассеивающей среде.— Изв. вузов СССР. Физика, 1986, № 12.
3. Гаврилов В. А. Видимость в атмосфере.— Л.: Гидрометеоиздат, 1966.— 324 с.
4. Гущин Г. П., Виноградова И. Н. Суммарный озон в атмосфере.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983.— 238 с.
5. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами.— М.: Мир, 1971.— 165 с.
6. Долин Л. С. Автомодельное приближение в теории многократного сильно анизотропного рассеяния света.— ДАН СССР, 1981, т. 260, № 6, с. 1344—1347.
7. Донченко В. А., Кабанов М. В., Кауль Б. В., Кулаков Ю. И. Влияние постоянного электрического поля на обратное рассеяние света аэрозольными частицами морской соли.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1985, № 11.
8. Зуев В. Е. Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей.— М.: Сов. радио, 1966.— 318 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., Кузиковский А. В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле.— Новосибирск: Наука, 1984.— 224 с.
12. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех).— М.: Сов. радио, 1977.— 368 с.
13. Зуев В. Е., Кабанов М. В., Савельев Б. А. Экспериментальное исследование границ применимости закона Бугера в рассеивающих средах.— ДАН СССР, 1967, т. 175, № 2, с. 327—330.
14. Зуев В. Е., Фадеев В. Я. Лазерные навигационные устройства.— М.: Радио и связь, 1987.
15. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред.— Минск: Наука и техника, 1969.— 592 с.
16. Иванов В. В., Гутшабаш С. Д. Распространение волн яркости в оптически толстой атмосфере.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1974, т. 10, № 8, с. 851—863.
17. Имянитов И. М., Шифрин К. С. Современное состояние исследований атмосферного электричества.— УФН, 1962, т. 76, в. 4, с. 593—642.
18. Кабанов М. В., Сакерин С. М. К теории наблюдаемого оптического горизонта в земной атмосфере.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т. 15, № 3, с. 341—343.
19. Кабанов М. В., Сакерин С. М. Уравнения пассивного оптического зондирования в однородной атмосфере.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, т. 18, № 7, с. 711—719.
20. Капустин В. Н., Любовцева Ю. С., Розенберг Г. В. Опыт электрооптического исследования аэрозоля.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1975, т. 11, № 10, с. 1015—1021.
21. Капустин В. Н., Любовцева Ю. С., Стоилов С. П., Петканчин И. В. Электрооптические исследования влияния увлажнения различных типов аэрозолей на дипольные характеристики частиц.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1983, т. 19, № 7, с. 696—702.
22. Креков Г. М. Исследование оптических каналов локации в аэрозольной атмосфере.— Томск: Изд. ИОА СО АН СССР, 1981.— 30 с.
23. Мучник В. М., Фишман Б. Е. Электризация грубодисперсных аэрозолей в атмосфере.— Л.: Гидрометеоиздат, 1982.— 208 с.
24. Прожекторный луч в атмосфере/Под ред. Г. В. Розенберга.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.— 244 с.
25. Ремизович В. С., Рогозкин Д. Б., Рязанов М. И. Распространение импульсного светового сигнала в мутной среде.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1983, т. 19, № 10, с. 1053—1061.
26. Романова Л. М. Нестационарное световое поле в мутных средах.— В кн.: Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света. Минск: Наука и техника, 1971.
27. Скрелин А. Л., Иванов А. П., Калинин И. И. Пространственно-временная структура световой дымки от импульсного излучения в атмосфере.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1970, т. 6, № 9.
28. Ishimary A. Difference between Ishimary's and Furutsy's theories on puls propagation in discrete random media.— JOSA, 1984, v. 1, N 5, p. 506—509.
29. Ito S. Theory of beam light pulse propagation through thick clouds.— Appl. Opt., 1981, v. 20, p. 2706—2715.
30. Zuev V. E., Kabanov M. V., Saveljev B. A. Propagation of laser beams in scattering media.— Appl. Opt., 1969, v. 3, N 1.

К главе 6

1. Авасте О. А., Кернер О. Ю., Ламден К. С., Шифрин К. С. Статистические характеристики облачности и суммарной радиации над различными акваториями Мирового океана.— В кн.: Оптика океана и атмосферы. М.: Наука, 1981.

2. Артемкин В. Е., Климентовская Т. А., Смеркалов В. В. Анализ методов определения аэрозольных индикатрис рассеяния.— В кн.: Аэрозольная оптика.— Рязань, 1978.— 102 с.
3. Вайникко Г. М. Статистические исследования разорванной облачности.— Труды МГК АН СССР. Метеорологические исследования, 1973, № 21, с. 28—37, 65—74.
4. Глазов Г. И., Титов Г. А. Радиационные характеристики разорванной облачности.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, т. 15, № 11, 1979, с. 1151—1158.
5. Глушко В. Н., Иванов А. И., Лифшиц Г. Ш. и др. Рассеяние инфракрасного излучения в безоблачной атмосфере.— Алма-Ата: Наука, 1974.
6. Гончарский А. В., Черепащук А. М., Яголо А. Г. Численные методы решения обратных задач астрофизики.— М.: Наука, 1978.— 335 с.
7. Гущин Г. П., Виноградова Н. Н. Суммарный озон в атмосфере.— Л.: Гидрометеоиздат, 1983.— 243 с.
8. Гущин Г. П., Жукова М. П. Оптические массы атмосферы и аэрозолей.— Труды ГГО, 1977, вып. 384, с. 32—43.
9. Иванов А. И., Лифшиц Г. Ш., Павлов В. Е. и др. Рассеяние света в атмосфере, ч. 2.— Алма-Ата: Наука, 1968.
10. Кабанов М. В., Панченко М. В. Рассеяние оптических волн дисперсными средами, ч. III. Атмосферный аэрозоль.— Томск: Изд. ТФ СО АН СССР, 1984.— 188 с.
11. Каргин Б. А. Статистическое моделирование поля солнечной радиации в атмосфере.— Новосибирск: Изд. ВЦ СО АН СССР, 1984.— 206 с.
12. Кастров В. Г. Избранные работы по физике атмосферы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979.— 327 с.
13. Кондратьев К. Я. Аксиометрия.— Л.: Гидрометеоиздат, 1965.— 691 с.
14. Кондратьев К. Я. Метеорологическое зондирование подстилающей поверхности из космоса.— Л.: Гидрометеоиздат, 1979.— 247 с.
15. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля.— Новосибирск: Наука, 1982.— 198 с.
16. Лифшиц Г. Ш. Рассеянный свет дневного неба.— Алма-Ата: Наука, 1973.
17. Лифшиц Г. Ш., Федулин И. А. Формула яркости дневного неба.— В кн.: Рассеяние и поглощение света в атмосфере. Алма-Ата: Наука, 1971.
18. Микиров А. Е., Смеркалов В. А. Исследование рассеянного излучения верхней атмосферы Земли.— Л.: Гидрометеоиздат, 1981.— 208 с.
19. Мулламаа Ю. А., Сулев М. А., Пылдмаа и др. Стохастическая структура полей облачности и радиации.— Тарту, ИФА АН ЭССР, 1972.— 281 с.
20. Нийлиск Х. Ю., Мулламаа Ю. А., Сулев М. А. О закрытости небосвода облаками.— В кн.: Радиация в атмосфере. Тарту, ИФА АН ЭССР, 1969, с. 38—59.
21. Поле излучения сферической атмосферы.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1977.— 214 с.
22. Пясковская-Фесенкова Е. В. Исследование рассеяния света в земной атмосфере.—М.: Изд. АН СССР, 1975.— 219 с.
23. Розенберг Г. В. Сумерки.— М.: Физматгиз, 1963.— 380 с.
24. Скориков В. Н., Титов Г. А.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1984, т. 20, № 3, с. 263—270.
25. Соболев В. В. Рассеяние света в атмосферах планет.— М.: Наука, 1972.— 335 с.
26. Ташенов Б. Т., Торопова Т. П., Лядшин В. А. и др. Оптическое зондирование атмосферы, ч. 1.— Алма-Ата: Наука, 1985.— 108 с.
27. Фейгельсон Е. М. Радиационные процессы в слоистообразных облаках.— М.: Наука, 1964.— 231 с.
28. Фейгельсон Е. М., Краснокутская Л. Д. Потоки солнечного излучения и облака.— Л.: Гидрометеоиздат, 1978.— 158 с.
29. Фейгельсон Е. М. и др. Расчет яркости света в атмосфере при анизотропном рассеянии, ч. 2.— Труды ИФА АН СССР, 1962, № 3.

30. Фейгельсон Е. М. и др. Расчет яркости света в атмосфере при анизотропном рассеянии, ч. 1, Труды ИФА АН СССР, 1958, № 1.
31. Численное решение задач атмосферной оптики/Под ред. М. В. Масленникова и Т. А. Сушкевич.— М.: Изд. ИПМ, 1984.— 234 с.
32. Шаронов В. В. Таблицы для расчета природной освещенности и видимости.— М.: Изд. АН СССР, 1945.
33. Шифрин К. С., Минин И. Н. К теории негоризонтальной видимости.— Труды ГГО, 1957, вып. 68.— 208 с.
34. Шифрин К. С., Пятковская М. П. Таблицы наклонной дальности видимости и яркости дневного неба.— Л.: Гидрометеоиздат, 1959.
35. Шукуров А. Х., Малкевич М. С., Чавро А. И. Экспериментальное исследование закономерностей спектрального пропускания радиации вертикальным столбом атмосферы в окнах интервала 2—13 мкм.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 3, с. 264—270.
36. Bemporad A. Zur Theorie der Extinktion des Lichtes in der Erdatmoshäre.— Mitteil. der Grossherzoge. Sternwarte zu Heidelberg. (Astronomisches Institut), 1904, Bd 4.
37. Coulson K. L., Dave J. V. Sekera Z. Tables Univ. of California Press, Los Angeles, 1960.
38. De Bary E., Braunn B., Bullrich K. Tables related to light scattering in a turbid atmosphere. V. 1. Repot 33, AFCRL, 1965.

К главе 7

1. Боровой А. Г. Распространение света в осадках.— Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1982, т. 25, № 4, с. 391—400.
2. Боровой А. Г., Ивонин А. В. Пространственная структура интенсивности при рассеянии когерентного излучения, закон Френеля и закон противокорреляции.— Оптика и спектроскопия, 1982, т. 53, вып. 6, с. 1049—1052.
3. Боровой А. Г., Ивонин А. В. Распределение фазы и эргодичность относительно пространственной переменной в рассеянных полях.— Изв. вузов СССР. Физика, 1983, № 6, с. 111—113.
4. Вострецов И. А., Жуков А. Ф., Кабанов М. В. и др. Спектры флуктуаций интенсивности лазерных пучков в атмосферных осадках.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1984, т. 20, № 7, с. 581—588.
5. Гуревич И. И., Тарасов Л. В. Физика нейтронов низких энергий.— М.: Наука, 1965.— 608 с.
6. Долуханов М. П. Флуктуационные процессы при распространении радиоволн.— М.: Связь, 1971.— 183 с.
7. Донченко В. А., Кабанов М. В. Рассеяние оптических волн дисперсными средами. Ч. 2. Система частиц.— Томск: Изд. ТФ СО АН СССР, 1983.
8. Донченко В. А., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. Экспериментальное исследование яркости и поляризационных характеристик многократно рассеянного назад излучения.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1971, т. 7, № 11.
9. Жуков А. Ф., Кабанов М. В., Цвык Р. Ш. Дисперсия флуктуаций интенсивности в лазерных пучках при снегопаде.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1985, т. 21, № 2, с. 147—153.
10. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере.— М.: Сов. радио, 1977.— 368 с.
11. Зуев В. Е., Креков Г. М., Матвиенко Г. Г. и др. Исследования поляризационных характеристик сигнала обратного рассеяния при лазерном зондировании облаков.— В кн.: Лазерное зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1976.
12. Иванов А. П. Физические основы гидрооптики.— Минск: Наука и техника, 1975.— 504 с.
13. Иванов А. П., Хайруллина А. Я., Чайковский А. П. Автокорреляционная функция двукратно рассеянного излучения.— Оптика и спектроскопия, 1973, т. 35, вып. 6, с. 1153—1160.

14. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Ч. 1.— М.: Мир, 1981.— 280 с.
15. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Ч. 2. Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатые поверхности и дистанционное зондирование.— М.: Мир, 1981.— 317 с.
16. Кабанов М. В., Крутиков В. А. Флуктуационные характеристики интенсивности однократно рассеянного света.— Изв. вузов СССР. Физика. 1973, № 5, с. 120—124.
17. Канарейкин Д. Б., Павлов Н. Ф., Потехин В. А. Поляризация радиолокационных сигналов.— М.: Сов. радио, 1960.— 440 с.
18. Клименко И. С. Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия.— М.: Наука, 1985.— 224 с.
19. Кросиньяни Б., Ди Порто П., Бертолотти М. Статистические свойства рассеянного света.— М.: Наука, 1983.— 160 с.
20. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники.— М.: Сов. радио, 1969.— 751 с.
21. Миронов В. А. Распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1986.
22. О Нейл Э. Введение в статистическую оптику.— М.: Мир, 1966.— 254 с.
23. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 1.— М.: Наука, 1976.— 494 с.
24. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.— 548 с.
25. Франсон М. Оптика спеклов.— М.: Мир, 1980.— 171 с.
26. Хайруллина А. Я., Чайковский А. П. Экспериментальное исследование статистических характеристик поля когерентного излучения, рассеянного броуновскими частицами.— Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. 1974, № 2, с. 82—85.
27. Arrecchi F. T., Giglio M., Tartari U. Scattering of coherent light by a statistical medium.— Phys. Rev., 1967, v. 163, N 1, p. 186—194.
28. Böner F., Staude W. Speckle motion due to laser light scattering off non homogeneous media.— Opt. Commun. 1982, v. 40, N 6, p. 407—409.
29. Borovoy A. G., Kabanov M. V., Saveliev B. A. Intensity fluctuations of optical radiation in scattering media.— Appl. Opt., 1975, v. 14, N 11, p. 2731—2739.
30. Clark N., Lunacek J., Benedek J. A study of brownian motion using light scattering.— Amer. J. Phys., 1979, v. 38, N 5, p. 575—585.
31. Fujvi H., Asakura T. Development of laser and its application to surface inspection.— Appl. Opt., 1977, v. 16, N 1, p. 180—183.
32. Goodman J. W. Some fundamental properties of speckle.— JOSA, 1976, v. 66, N 11, p. 1145—1149.
33. Laser speckle and related phenomena/Ed. by Dainly J. C. Springer-Verlag, 1975. 261 p.
34. Pecora R. Doppler shifts in light scattering from pure liquids and polymer solutions.— J. Chem. Phys., 1964, v. 40, N 6, p. 1604—1615.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Альбедо 143, 184, 185, 206
Атмосфера рэлеевская 177
— стандартная 177
— турбулентная 76, 108, 149, 150
Аэрозоль грубодисперсный 88, 98
— континентальный 134
— морской 88, 95, 137, 174
— нерастворимый 97, 134
— почвенный 97
— растворимый 107
— стратосферный 91, 92, 139
— сульфатный 97, 140
— тропосферный 91, 132

Бугера закон 45, 51, 149

Вектор Стокса 10
Вероятность выживания кванта 185, 206
Верхняя атмосфера 143

Глубина модуляции 70, 162

Дальность видимости лазерного пучка 159
— метеорологическая 117, 156
Деполяризация 165, 174, 209, 212
Дисперсия 61, 75, 235
Дымка атмосферная 114, 120, 132
— — континентальная 134
— — морская 137
— — с моросью 121
— — туманная 121, 132

Инверсия температуры 91, 113
Индикатриса рассеяния 22, 23, 28, 45, 120
— — рэлеевская 24, 38, 70, 145, 183
— — аэрозольного 136, 183
— — однократного 45

Зондирование пассивное 155
— лазерное 129, 142, 147

Кластеры 88, 99, 100
Коагуляция 94, 100, 104
Контраст 72, 80

Кооперативный эффект 63, 150
Коэффициент замутненности 145
— ослабления аэрозольного 17, 115, 148
— поглощения аэрозольного 17, 31, 115
— — молекулярного 65, 115
— рассеяния 17, 47
— направленного светорассеяния 63, 66, 119, 136, 171
— экстинции 45, 66
Кратность рассеяния 49, 69, 229
Кристаллы облачные 122, 139
— — концентрация 139
— — размеры 125, 139

Локация импульсная 83
— лазерная 82, 142, 147
— оптическая 82

Матрица преобразования параметров Стокса 11
— рассеяния 19, 24, 46, 66, 117
— экстинции 45, 66
Мезосфера 144
Модель атмосферы 147, 193
— аэрозоля 129, 133

Облака кристаллические 122, 125
— перламутровые 139
— серебристые 143, 146
Оптическая масса 177
— передаточная функция 75, 81

Параметры Стокса 10, 19, 66, 85, 221
Показатель поглощения 8, 88
— преломления 8, 36, 88
— преломления комплексный 8, 13, 64, 87
Поляризация линейная 10, 27
— эллиптическая 16, 142, 222
Прозрачность атмосферы 84, 93, 148, 179, 181, 191
Пропускание атмосферы 179
Пыль вулканическая 98
— космическая 91, 144

Радиус кривизны 73
— частицы 88, 89
— эффективный 197
Рассеяние анизотропное 41, 160
— аэрозольное 145, 153
— вперед 44
— многократное 55, 58, 147, 151
— молекулярное 30, 179, 185
— назад 53, 61, 209
— однократное 43, 161
Рефракция оптическая 151, 155

Смог 111
Спектральная плотность поля 56, 232
Спектральное ослабление 178
— пропускание 179
Среда дисперсная 43, 49, 149

— изотропная 45
— поглощающая 43, 166
Степень поляризации рассеянного излучения 69
Стратосфера 139

Толща оптическая 49, 78, 177, 179, 203
Толщина рассеивающего слоя 181
Тропопауза 91
Тропосфера 91

Угол зенитный 143, 183, 190
— рефракции 156, 190
Уравнения лазерной локации 82
— пассивного зондирования 155
— переноса излучения 60, 61, 65
— переноса изображения 72, 75, 153
Уровень фона 65, 77, 141

Фаза волны 42, 60
Фактор эффективности ослабления 17, 33, 40, 64
— — поглощения 17, 115
— — рассеяния 17, 40, 115
Фракция частиц 88
— — грубодисперсная 88, 96
— — мелкодисперсная 88
— — субмикронная 88, 96, 98
Функция Бесселя 25, 47
— Вигнера 56, 60
— Грина 60
— передаточная отическая 75, 81

Ядра Айткена 88, 108
Яркость атмосферы 155, 175, 182, 185, 203
— пучка 158
— фона рассеянного излучения 158, 214, 225

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 5

Часть первая

ОСНОВЫ ОПТИКИ ДИСПЕРСНЫХ СРЕД

Глава 1. Основы теории рассеяния оптического излучения отдельными частицами 7

1.1. Вводные сведения из электромагнитной теории . . . . —
1.2. Строгая теория рассеяния сферическими частицами (теория Ми) 12
1.3. Рассеяние предельно малыми ($\rho \ll 1$) и большими ($\rho \gg 1$) сферическими частицами 22
1.4. Рассеяние мягкими частицами 29
1.5. Рассеяние неоднородными и несферическими частицами 35

Глава 2. Основы теории переноса оптического излучения в дисперсных средах 43

2.1. Теория однократного рассеяния . . . . —
2.2. Теория многократного рассеяния 55
2.3. Уравнения переноса излучения 65
2.4. Уравнение переноса оптического изображения 72
2.5. Уравнения оптической локации 82

Часть вторая

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

Глава 3. Природа и трансформация атмосферного аэрозоля 87

3.1. Основные физико-химические характеристики . . . . —
3.2. Основные источники и механизмы образования частиц в атмосфере 95
3.3. Диффузия, трансформация и стоки естественного аэрозоля . . 102
3.4. Распространение промышленного аэрозоля 111

Глава 4. Оптические свойства атмосферного аэрозоля 114

4.1. Основные оптические характеристики 115
4.2. Оптические свойства туманов и облаков 122
4.3. Оптические свойства тропосферного аэрозоля 132
4.4. Оптические свойства стратосферного аэрозоля 139
4.5. Оптические свойства аэрозоля в верхней атмосфере 143

Часть третья

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРНОМ АЭРОЗОЛЕ

Глава 5. Общие закономерности распространения оптического излучения в атмосферном аэрозоле 148

5.1. Энергетическое ослабление оптического излучения . . . . . . —

5.2. Видимость в земной атмосфере 153
5.3. Распространение импульсного оптического излучения 160
5.4. Электрооптические эффекты при аэрозольном рассеянии 169

Глава 6. Рассеяние солнечного излучения атмосферным аэрозолем . . 175

6.1. Ослабление прямого солнечного излучения 176
6.2. Яркость и поляризация дневного неба 182
6.3. Яркость и поляризация сумеречного неба 188
6.4. Пропускание и отражение солнечного излучения облаками . . 194
6.5. Влияние рассеянного солнечного излучения на результаты космических наблюдений 202

Глава 7. Рассеяние лазерного излучения атмосферным аэрозолем . . . 208

7.1. Поляризация излучения при аэрозольном рассеянии . . . . —
7.2. Флуктуационные явления при аэрозольном рассеянии 214
7.3. Спекл-структура рассеянного излучения 226
7.4. Временные флуктуации интенсивности при осадках 231

Список литературы 240

Предметный указатель 250

Монография

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ, ТОМ 4

Владимир Евсеевич Зуев
Михаил Всеволодович Кабанов

ОПТИКА АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

Редактор Л. И. Штанникова. Художник Е. Е. Городная. Художественный редактор Б. А. Денисовский. Технический редактор М. И. Брайнина. Корректор И. А. Динабург. ИБ № 1753. Сдано в набор 11.12.86. Подписано в печать 4.03.87. М-20457. Формат $60 \times 90^1/_{16}$. Бумага типографская № 1. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 16. Кр.-отт. 16. Уч.-изд. л. 17,78. Тираж 1600 экз. Индекс МОЛ-22. Заказ № 807. Цена 3 р. 10 к.
Гидрометеоиздат. 199226, Ленинград, ул. Беринга, 38.

Ленинградская типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
190000, Ленинград, Прачечный переулок, 6