



САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ

ПРИОРИТЕТНЫЙ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ
"ОБРАЗОВАНИЕ"



Проект «Инновационная образовательная среда в классическом университете»

Пилотный проект № 22 «Разработка и внедрение
инновационной образовательной программы «Прикладные математика и физика»»

Физический факультет

Научно-образовательный центр «Моделирование и мониторинг геосфер»

Кафедра физики атмосферы

Тимофеев Ю.М., Васильев А.В.

Основы теоретической атмосферной оптики

Учебно-методическое пособие

Санкт Петербург
2007 г.

- Рецензент: д.ф.м.н. Успенский А.Б. (НИЦ «Планета», Москва)
- Печатается по решению методической комиссии физического факультета СПбГУ.
- Рекомендовано Ученым советом физического факультета СПбГУ.

Основы теоретической атмосферной оптики – СПб., 2007

В учебно-методическом пособии изложены основы теоретической атмосферной оптики как науки о распространении, трансформации и генерации в атмосфере электромагнитного излучения от ультрафиолетового до микроволнового диапазона спектра. Приведены основные характеристики планет Солнечной системы и их атмосфер. Рассмотрены различные механизмы взаимодействия излучения со средой, уравнение переноса излучения в различных спектральных областях, поглощение излучения атмосферными газами и аэрозолем, молекулярное, аэрозольное и различные типы нерезонансного рассеяния, атмосферная рефракция, отражение излучения от поверхности, неравновесное излучение атмосферы. Описаны методы расчета различных характеристик излучения для солнечной и тепловой областей спектра. Кратко освещены вопросы радиационной энергетики.

Пособие предназначено для студентов 4-7-го курсов, аспирантов, соискателей и других обучающихся на кафедре физики атмосферы.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	4
РАЗДЕЛ 1. ВВОДНЫЕ ДАННЫЕ О ПЛАНЕТАХ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ, ЗЕМЛЕ И ЕЕ АТМОСФЕРЕ	5
1.1. Планеты солнечной системы	5
1.2. Атмосфера Земли	12
РАЗДЕЛ 2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ	23
2.1. Электромагнитные волны	23
2.2. Характеристики поля излучения	25
2.3. Характеристики взаимодействия излучения со средой и уравнение переноса излучения	28
2.4. Уравнение переноса излучения	31
2.5. Собственное излучение среды	34
2.6. Уравнение переноса солнечного излучения	37
2.7. Комплексный показатель преломления. Поляризация излучения	39
РАЗДЕЛ 3. МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ	45
3.1. Общая характеристика молекулярного поглощения в земной атмосфере	45
3.2. Различные типы молекулярного поглощения	47
3.3. Спектры поглощения атмосферных газов	50
3.4. Количественное описание молекулярного поглощения	51
3.5. Контур спектральных линий поглощения	56
3.6. Характеристики молекулярного поглощения	63
3.7. Молекулярное поглощение в атмосфере Земли	66
РАЗДЕЛ 4. РАССЕЯНИЕ СВЕТА В АТМОСФЕРЕ	69
4.1. Молекулярное рассеяние	69
4.2. Рассеяние и поглощение на аэрозольных частицах	73
4.3. Аэрозольное рассеяние и поглощение в атмосфере	80
4.4. Рассеяние излучения с перераспределением по частоте	83
4.5. Атмосферная рефракция и оптические явления в атмосфере	86
РАЗДЕЛ 5. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОДСТИЛАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ	93
5.1. Основные особенности отражения излучения	93
5.2. Количественные характеристики отражения излучения (зеркальное отражение)	94
5.3. Количественные характеристики отражения излучения (реальные поверхности)	96
5.4. Примеры оптических характеристик подстилающих поверхностей	100
5.5. Излучательные способности подстилающих поверхностей	102
РАЗДЕЛ 6. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ	106
6.1. Расчеты интенсивности теплового излучения	106
6.2. Функции пропускания атмосферных газов	108
6.3. Приближенные методы теории переноса теплового излучения	115
6.4. Неравновесное ИК излучение	119
РАЗДЕЛ 7. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	121
7.1. Многократное рассеяние излучения	121
7.2. Методы расчета рассеянного солнечного излучения	126
РАЗДЕЛ 8. РАДИАЦИОННАЯ ЭНЕРГЕТИКА СИСТЕМЫ АТМОСФЕРА– ПОДСТИЛАЮЩАЯ ПОВЕРХНОСТЬ	135
8.1. Солнечная инсоляция на верхней границе атмосферы	135
8.2. Радиационный баланс подстилающей поверхности	137
8.3. Радиационный баланс атмосферы	139
8.4. Радиационный баланс планеты	140
8.5. Радиационные факторы изменения климата	142
ЛИТЕРАТУРА	146
АНГЛО-РУССКИЙ СЛОВАРЬ ОСНОВНЫХ ТЕРМИНОВ ОПТИКИ АТМОСФЕРЫ	148

Предисловие

В пособии изложены основы теоретической атмосферной оптики как науки о распространении, трансформации и генерации в атмосфере электромагнитного излучения от ультрафиолетового до микроволнового диапазона спектра. Приведены основные характеристики планет Солнечной системы и их атмосфер. Рассмотрены различные механизмы взаимодействия излучения со средой, уравнение переноса излучения в различных спектральных областях, поглощение излучения атмосферными газами и аэрозолем, молекулярное, аэрозольное и различные типы нерезонансного рассеяния, атмосферная рефракция, отражение излучения от поверхности, неравновесное излучение атмосферы. Даны методы расчета излучения для солнечной и тепловой областей спектра. Кратко освещены вопросы радиационной энергетике. В конце пособия приведен краткий англо-русский словарь основных терминов оптики атмосферы, полезный при чтении специальной литературы.

Данное пособие соответствует первому специализированному курсу кафедры физики атмосферы физического факультета СПбГУ по оптическому направлению. Далее следуют курсы, существенно развивающие и углубляющие это направление, такие как «Теория переноса излучения», «Молекулярная спектроскопия», «Физические основы дистанционных методов измерений», «Экспериментальная атмосферная оптика», «Математические аспекты решения обратных задач атмосферной оптики», «Свечения верхней атмосферы» и т.д.

Данное пособие подготовлено на основе длительного опыта чтения лекций и проведения практических занятий авторов пособия на кафедре физики атмосферы СПбГУ.

Для более глубокого изучения теоретической атмосферной оптики рекомендуется воспользоваться монографиями, приведенными в списке литературы, в частности, монографией Тимофеева Ю.М. и Васильева А.В. «Теоретические основы атмосферной оптики», на основе которой и подготовлено настоящее пособие.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Шульгиной Е.М. за редактирование пособия и подготовку его к публикации, а также Поберовской Л.Н., Наумовой Т.А. за большую помощь при подготовке данного пособия.

Раздел 1. Вводные данные о планетах Солнечной системы, Земле и ее атмосфере

1.1. Планеты солнечной системы

Земля является одной из девяти планет нашей солнечной системы. В табл. 1.1 приведены основные астрономические параметры планет [8, 34, 41, 45].

Таблица 1.1. Основные астрономические параметры планет.

Планета	R , а.е.	r	T	t	φ	g , ед g_0	A
Меркурий	0.387	2440	88 дн	56.6 дн	28°	0.37	0.056
Венера	0.723	6052	225 дн	243 дн	3°	0.88	0.72
Земля	1.000	6378	365 дн	23.93 ч	23°27'	1.00	0.29
Марс	1.524	3397	687 дн	24.62 ч	23°59'	0.38	0.16
Юпитер	5.203	71492	11.86 гд	9.92 ч	3°	2.64	0.343
Сатурн	9.537	60268	29.46 гд	10.66 ч	26°44'	1.15	0.342
Уран	19.19	25559	84.01 гд	17.24 ч	82°05'	1.17	0.34
Нептун	30.07	24764	164.8 гд	16.11 ч	28°48'	1.18	0.29
Плутон	39.48	1151	247.7 гд	6.39 дн	?	0.046 (?)	0.4

Примечание: R – среднее расстояние планеты от Солнца в астрономических единицах (астрономическая единица 1 а.е. = 149500000 км – среднее расстояние от Земли до Солнца), r – экваториальный радиус планеты (в км), T – период обращения планеты вокруг Солнца (в дн – днях, гд – годах), t – период обращения вокруг своей оси (в дн – днях, ч – часах; знак «минус» соответствует вращению в направлении, противоположном вращению Земли); φ – угол между перпендикуляром к плоскости эклиптики и осью вращения планеты¹; g – ускорение силы тяжести на поверхности планеты, выраженное в единицах ускорения на поверхности Земли $g_0 = 9.81 \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$, A – интегральное альbedo планеты – доля отражаемой энергии Солнца, приходящей на планету

Как видно из данных табл. 1.1, параметры планет существенно различны. Например, интегральное альbedo планет, т.е. характеристика отражательных свойств их поверхностей или облачного покрова изменяется от 0.06 (Меркурий) до 0.72 (Венера). Эти цифры означают, что Меркурий «отражает» только 6 % падающего на планету солнечного излучения, в то время как Венера – 72 %.

Все планеты солнечной системы имеют атмосферы. Меркурий и Плутон имеет очень слабую атмосферу. Атмосферы планет, как и сами планеты, также сильно отличаются. В табл. 1.2 приведены данные о газовом составе атмосфер планет и спутников, перечень газов соответствует порядку убывания их концентраций [34, 41, 45]. В табл. 1.3 приведены основные физические параметры атмосфер планет.

¹ Плоскость эклиптики – плоскость, в которой осуществляется вращение Земли вокруг Солнца.

Таблица 1.2. Газовый состав атмосфер планет и спутников [45].

Планета	Основной состав	Малые газовые компоненты
Меркурий	CO ₂	
Венера	CO ₂	Ar, H ₂ O, CO
Земля	N ₂ , O ₂	Ar, H ₂ O, CO ₂ , CH ₄ , O ₃
Марс	CO ₂	N ₂ , O ₂ , CO, H ₂ O, H ₂ , O ₃
Юпитер	H ₂ , He	NH ₃ , PH ₃ , CH ₄ , C ₂ H ₆ , C ₂ H ₄
Сатурн	H ₂ , He	NH ₃ , PH ₃ , CH ₄ , C ₂ H ₆ , C ₂ H ₂
Уран	H ₂ , He	CH ₄
Нептун	H ₂ , He	CH ₄ , C ₂ H ₂ , C ₂ H ₄ , C ₂ H ₆
Плутон	CH ₄	H ₂ , He
Ио	SO ₂	
Титан	N ₂	CH ₄ , CH ₃ D, Ar, H ₂ , C ₂ H ₆
Тритон	N ₂	N ₂ , CH ₄

Таблица 1.3. Основные физические параметры атмосфер планет [45].

Планета	M , г/см ²	μ , г/моль	c_p , Дж/г·К	κ	γ_a , К/км	v_s , м/с	T_{ee} , К
Меркурий	< 0.1	44	0.85	1.28	4.6	350	500
Венера	10 ⁵	44	0.85	1.28	10.5	240	230
Земля	10 ³	29	1.0	1.41	9.8	320	255
Марс	16	44	0.85	1.28	4.4	230	216
Юпитер	10 ³	2.6	10	1.45	2.5	790	134
Сатурн	2·10 ³	2.6	10	1.45	0.93	670	97
Уран	10 ³	2.2	13	1.42	0.76	540	54
Нептун	10 ³	2.2	13	1.42	1.0	450	38

Примечание. M – масса столба атмосферы над единичной площадью поверхности; μ – средняя молекулярная масса, определяемая химическим составом атмосферы; c_p – удельная теплоемкость на единицу массы при постоянном давлении; $\kappa = c_p/c_v$ – отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении и объеме; γ_a – адиабатический вертикальный градиент температуры (падение температуры с высотой при адиабатическом подъеме воздушной частицы, отнесенное к единице высоты); v_s – скорость звука; T_{ee} – эффективная температура излучения планеты, определение которой мы дадим ниже [34, 41, 45].

Заметим, что физические параметры атмосфер планет связаны известными из термодинамики соотношениями:

$$c_p = c_v + \frac{R}{\mu}, \quad c_p = \frac{\kappa R}{\kappa - 1 \mu}, \quad \gamma_a = \frac{g}{c_p}, \quad v_s = \sqrt{\frac{\kappa R T}{\mu}},$$

где R – универсальная газовая постоянная, g – ускорение свободного падения, T – температура газа.

Важнейшим параметром, определяющим физические условия на планете, является количество получаемой ею энергии Солнца. *Солнечной постоянной планеты* S_0 называется количество солнечной энергии, приходящей за единицу времени на перпендикулярную солнечным лучам единичную площадку на среднем расстоянии планеты от Солнца. Планета поглощает и отражает приходящую энергию излучения. Последний процесс описывается ее интегральным альбедо. Кроме того, планета генерирует собственное излучение, уходящее в космос. Предположим для простоты, что уходящее излучение планеты подчиняется законам излучения абсолютно черного тела. Известно, что интегральное излучение абсолютно черного тела (АЧТ) (излучение, проинтегрированное по всем длинам волн) подчиняется закону Стефана–Больцмана. Полная энергия излучения АЧТ с единицы площади в единицу времени определяется соотношением:

$$E_b = \sigma_B T^4,$$

где σ_B – постоянная Стефана–Больцмана ($\sigma_B = 5.67032 \cdot 10^{-8}$ Вт·м⁻²·К⁻⁴), T – температура АЧТ. Если это выражение использовать для характеристики интегрального уходящего излучения планеты, приравняв его E_b , то соответствующее T в законе Стефана–Больцмана называется *эффективной температурой излучения планеты* – T_{ee} .

Если на планете нет внутренних источников энергии или они пренебрежимо малы, температуру излучения T_{ee} можно определить из баланса энергии. Баланс энергии состоит в равенстве энергии излучения, приходящего от Солнца на поверхность планеты, и суммарной энергии излучения, отраженного от поверхности, и уходящего собственного излучения планеты. При этом необходимо учесть, что приходящая (и отраженная) солнечная энергия излучения падает (и отражается) на площадь (и площадь) сечения планеты, перпендикулярную солнечным лучам (πr^2 , r – радиус планеты), а уходящее излучение испускается всей поверхностью планеты (поверхностью шара – $4\pi r^2$). Тогда уравнение баланса можно записать следующим образом:

$$\pi r^2 S_0 = A \pi r^2 S_0 + 4\pi r^2 (\sigma_B T_{ee}^4), \quad (1.1.1)$$

Из (1.1.1) можно получить:

$$T_{ee} = \left(\frac{S_0 (1-A)}{4\sigma_B} \right)^{1/4}. \quad (1.1.2)$$

Величина T_{ee} может служить мерой подводимой в атмосферу энергии, т.к. она определяется величиной S_0 – солнечной постоянной и альбедо планеты: величина $(1-A)$ – доля солнечной энергии, поглощенной планетой. Равновесная эффективная температура планеты сохраняет свой физический смысл и при наличии на планете внутренних источников тепла. Для таких планет измеренные значения T_{ee} оказываются такими, что баланс энергии (1.1.1) не выполняется даже при альбедо $A=0$, т.е. в случае, когда вся падающая на планету солнечная энергия поглощается. В этой ситуации соотношение баланса энергий следует записать в виде:

$$4\pi r^2 (\sigma_B T_{ee}^4) = (1-A)\pi r^2 S_0 + E_i, \quad (1.1.3)$$

где E_i – энергия внутренних источников тепла планеты. Оценки величины E_i для Земли дали величину порядка $4.3 \pm 0.6 \cdot 10^{13}$ Вт. Поглощенная нашей планетой солнечная энергия составляет $\sim 1.2 \cdot 10^{17}$ Вт, что соответствует относительному вкладу внутренних источников тепла на Земле $\sim 3.5 \cdot 10^{-4}$. Аналогичная ситуация наблюдается для Венеры, Марса и, вероятно, Урана. Заметные источники внутреннего тепла обнаружены у Юпитера, Сатурна и Нептуна. Для этих планет уходящая энергия излучения заметно

превышает ту энергию, которая необходима для достижения равновесия с поглощенной планетой солнечной радиацией.

Определим относительный радиационный баланс планеты R_0 как отношение уходящей энергии собственного излучения к поглощенной солнечной энергии. При отсутствии источников внутреннего тепла $R_0 = 1.0$. Для Земли относительный радиационный баланс очень близок к этой величине ($R_0 = 1.00035$). Для Юпитера, Сатурна и Нептуна радиационный баланс R_0 значительно превышает единицу ($R_0 \sim 1.7-2.8$). В таблице 1.4 приведены компоненты радиационного баланса ряда планет, а также их альbedo [34, 41].

Таблица 1.4. Энергетические балансы внешних планет солнечной системы.

Параметр	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун
Альbedo	0.343 + 0.032	0.342 + 0.030	0.300 + 0.049	0.31 + 0.04
Поглощаемая солнечная энергия в 1 сек., (10^{16} Вт)	50.14 + 2.48	11.14 + 0.50	0.526 + 0.037	0.192 + 0.010
Излученная (уходящая) энергия, в 1 сек., (10^{16} Вт)	83.65 + 0.84	19.77 + 0.32	0.560 + 0.011	0.534 + 0.036
Внутренняя энергия, в 1 сек. (10^{16} Вт)	33.5 + 2.6	8.36 + 0.60	0.034 + 0.038	0.342 + 0.037
Энергетический баланс	1.67 + 0.09	1.78 + 0.09	1.06 + 0.08	2.78 + 0.18

Анализ данных, приведенных в табл. 1.3, показывает, что основные параметры атмосфер планет очень различны. Эффективная температура планеты T_{ee} максимальна у Меркурия (около 500 К), что обусловлено, прежде всего, его близостью к Солнцу и, следовательно, большой величиной S_0 , а также малым значением альbedo ($A = 0,06$). Минимальные значения равновесной температуры наблюдаются у планет-гигантов. Так у Нептуна она составляет всего 38 К. Наблюдается почти монотонное убывание значений T_{ee} с увеличением расстояния от Солнца и, следовательно, уменьшением солнечных постоянных S_0 . Исключения из этого правила наблюдаются только для Венеры в связи с очень высоким значением ее альbedo ($A = 0.72$), обусловленного значительным отражением солнечной энергии от ее облачного покрова.

На рис. 1.1 показаны средние вертикальные профили температуры в атмосферах различных планет, полученные как с помощью прямых, так и дистанционных методов измерений. Для всех планет характерно почти линейное падение температуры в нижних слоях атмосфер (эта область называется тропосферой). В то же время у Земли наблюдается максимум температуры на высотах 40–50 км, вызванный поглощением солнечного излучения озоном (область стратосферы).

Среднее расстояние от Земли до Солнца составляет 149500000 км. Эта величина используется в астрономии как одна из единиц расстояния (1 а.е. – астрономическая единица). Это важнейшая характеристика, но не только она определяет многие особенности физического состояния атмосферы Земли. Важное значение имеют также период обращения планеты вокруг Солнца и собственной оси вращения, угол наклона оси к плоскости эклиптики ψ ($\psi = 90^\circ - \varphi$) и т. д.

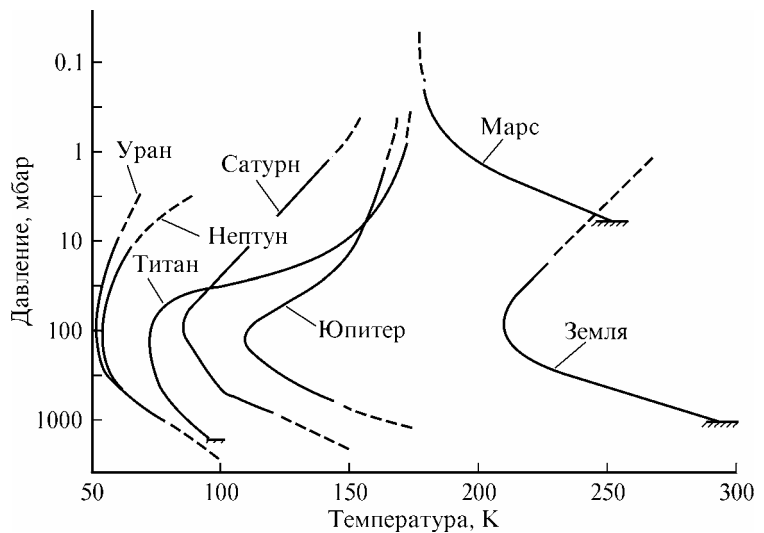


Рис.1.1. Средние вертикальные профили температуры в атмосферах различных планет.

Параметры орбиты вращения Земли вокруг Солнца и вокруг собственной оси – наиболее важные факторы, определяющие количество энергии излучения (лучистой энергии) Солнца, достигающей различных областей Земли в разные периоды времени, и, как следствие, погоду и климат планеты. Земля каждые 24 часа совершает с запада на восток один полный оборот относительно направления на Солнце вокруг оси, проходящей через полюса. Направление оси собственного вращения Земли в течение достаточно коротких по астрономическим меркам периодов времени (порядка тысячелетий) можно считать постоянным. Это вращение является причиной смены дня и ночи на нашей планете, происходящей по мере освещения Солнцем разных сторон Земли. В то же время Земля движется на восток вокруг Солнца, совершая один полный оборот приблизительно за 365 дней (точная цифра – 365 дней, 5 часов, 48 минут, 46 секунд).

Вследствие вращения вокруг собственной оси Земля не имеет строго шарообразную форму, для определения ее формы вводят специальный термин – *геоид*. Сплюснутый эллипсоид вращения (сфероид) более точно описывает форму нашей планеты, чем сфера. Экваториальный и полярные радиусы Земли (большая и малая полуоси эллипсоида) составляют 6378.17 и 6356.79 км, соответственно, то есть различаются на 21.4 км. За средний радиус Земли принимают значение 6370 км. Ось вращения Земли не является перпендикулярной к плоскости орбиты (эклиптики). Угол между осью вращения и нормалью к плоскости эклиптики составляет 23.5° . Этот угол называется *углом наклона*. Именно эта особенность определяет наличие сезонных вариаций количества приходящего солнечного излучения на различные широты нашей планеты и, следовательно, региональные различия климата на Земле. При движении Земли по орбите вокруг Солнца ось вращения сохраняет свое направление, и в разных положениях на орбите разные «точки» планеты получают разные величины энергии солнечного излучения.

В оптике атмосферы, как и в астрономии, для характеристики положения Солнца и других светил используются их высоты над горизонтом [8]. Кроме того, часто отсчитывают углы от оси «зенит–надир». Угол, отсчитываемый от зенита, называется *зенитным углом*, угол, отсчитываемый от надира – *надирным углом*. Зенитный угол чаще всего используется при наблюдениях с поверхности Земли, а надирный – при наблюдениях из космоса. Эти углы связаны очевидным соотношением $\theta = 90^\circ - \psi = 180^\circ - \theta'$, где θ – зенитный угол, ψ – высота над горизонтом, θ' – надирный угол.

Смена времен года на нашей планете – наиболее характерная особенность климата. Она обусловлена вращением Земли вокруг Солнца, а также наклоном земной оси к

плоскости эклиптики под углом 66.5° . На рис. 1.2 представлена диаграмма, характеризующая положение Земли в различные сезоны года.

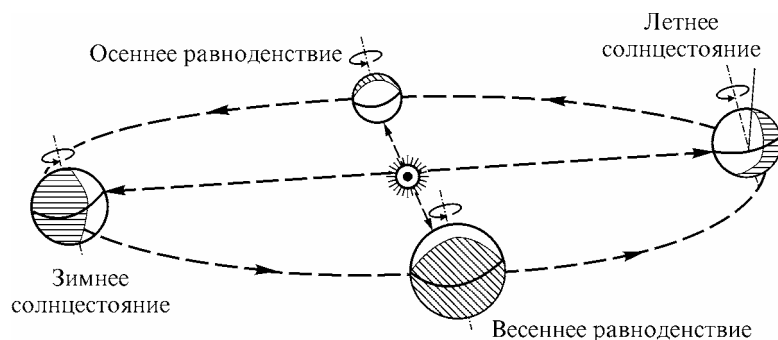


Рис. 1.2. Диаграмма, характеризующая положение Земли в различные сезоны года.

Во время летнего солнцестояния, которое происходит примерно 22 июня, Солнце оказывается в полдень в зените на 23.5° северной широты (Тропик Рака). В этот день наблюдается максимальное поступление лучистой энергии Солнца в северное полушарие (и наоборот – минимальное – в южное). Во время летнего солнцестояния высота Солнца над горизонтом и продолжительность дня в северном полушарии достигают максимальных значений, а к северу от Северного полярного круга (66.5° с.ш.) Солнце круглые сутки остается над горизонтом. В южном полушарии высота Солнца и продолжительность дня в это время минимальны. Во время июньского солнцестояния Солнце не показывается над горизонтом к югу от Южного полярного круга (66.5° ю.ш.), т.е. наблюдается полярная ночь. Естественно, что это время соответствует лету в северном полушарии и зиме – в южном.

Обратная картина наблюдается во время декабрьского (зимнего для северного полушария) солнцестояния (22 декабря). 22 декабря Солнце стоит в зените уже на 23.5° ю.ш. (тропик Козерога). В это время севернее 66.5° в северном полушарии наблюдается полярная ночь, а в южном полушарии (южнее 66.5°) – полярный день. Во время весеннего (21 марта) и осеннего (22 сентября) равноденствий продолжительность дня и ночи везде одинакова и составляет 12 часов, а Солнце оказывается в зените в полдень на экваторе.

Укажем ряд других важных сведений о планете Земля. Поверхность Земли составляет 510098 миллионов квадратных километров. Из нее 70.8 % занимает Мировой океан. При этом в Северном полушарии Мировой океан занимает 60.7 %, а в Южном – 80.9 % площади.

Главный источник энергии в солнечной системе – Солнце, оно является средней по массе звездой [27]. Его масса составляет $1.99 \cdot 10^{30}$ кг, что есть 99.87 % всей массы, сосредоточенной в солнечной системе. Радиус Солнца равен $6.96 \cdot 10^5$ км. С поверхности Земли Солнце видно нам в виде диска, угловые размеры которого чуть больше полградуса ($9.3 \cdot 10^{-3}$ рад.). По современным представлениям основными элементами Солнца являются водород и гелий (91 % и 9 % – по числу атомов, 73 % и 26.5 % – по массе). Кроме этих двух элементов на Солнце обнаружены многие другие. Из них наиболее распространены магний, железо, кальций, кремний, неон, углерод и т. д. Реакция термоядерного синтеза 4-х атомов водорода в один атом гелия является источником энергии Солнца.

Генерация энергии на Солнце происходит вблизи центра. При распространении фотонов к внешней границе происходят процессы поглощения излучения (атомами железа, например) и переизлучения. Другим процессом переноса энергии от центра Солнца к ее периферии является конвекция. По современным оценкам температура Солнца в центре достигает 5 млн. градусов. Температура внешних слоев – существенно меньше, минимальные значения составляют 5000–6000 К.

Видимая нами часть Солнца – *фотосфера* [27]. Именно в фотосфере генерируется большая часть уходящего солнечного излучения. Фотосфера – сравнительно тонкий слой порядка 400–500 км. Области, расположенные выше фотосферы называют «солнечной

атмосферой». Фотосфера – область весьма разреженного газа с характерной плотностью $(1-3) \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3}$ и давлением 5–150 мбар. Излучение фотосферы имеет непрерывный спектр. Слой относительно «холодных» газов в верхней части фотосферы и нижней части хромосферы поглощает часть этого излучения в спектральных линиях поглощения атомов углерода, кремния, кадмия, магния, железа и т. д. За счет этого поглощения возникает спектр поглощения Солнца. Поэтому в спектре уходящего излучения Солнца четко видны эти линии поглощения – *фраунгоферовы линии*.

Если аппроксимировать спектральную зависимость уходящего излучения Солнца по формуле Планка для излучения абсолютно черного тела, то наилучшее приближение дают температуры 5800–6000 К. Однако в разных спектральных областях подобные эквивалентные температуры оказываются разными. Это обусловлено тем, что формирование уходящего излучения Солнца в различных спектральных областях происходит на различных высотах.

Распределение электромагнитного излучения, испускаемого Солнцем и приходящего на верхнюю границу атмосферы Земли в зависимости от длины волны λ , называется *спектром Солнца*. В определение спектра Солнца удобно добавить требования из определения солнечной постоянной как приходящей солнечной энергии в единицу времени на единичную площадку, перпендикулярную лучам, на среднем расстоянии от Земли до Солнца. Такую величину часто называют *спектральной солнечной постоянной* $S_0(\lambda)$, а для солнечной постоянной, введенной ранее, используют уточняющий термин *интегральная солнечная постоянная* S_0 .

$$S_0 = \int_0^{\infty} S_0(\lambda) d\lambda . \quad (1.1.4)$$

Солнечное излучение – основной источник нагревания атмосферы и поверхности. Поэтому измерения спектра Солнца и солнечной постоянной проводятся уже долгое время. В последние годы измерения $S_0(\lambda)$ и S_0 осуществляются с помощью аппаратуры, установленной на спутниках. По последним данным значение интегральной солнечной постоянной Земли составляет $(1366 \pm 1) \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$.

Стандартный спектр Солнца с грубым спектральным разрешением показан на рис. 1.3. Для сравнений на рисунке приведена кривая излучения черного тела (функция Планка) при температуре $T = 5785 \text{ К}$. Эта кривая хорошо аппроксимирует спектр Солнца в его средней части – в диапазоне длин волн 0.2 мкм–1 см. На краях солнечного спектра – в УФ и радиодиапазоне отличия от излучения черного тела при $T = 5785 \text{ К}$ очень велики. Если рассмотреть спектр Солнца при высоком спектральном разрешении, то мы увидим не такую гладкую картину, а наличие многих фраунгоферовых линий, обусловленных, как мы уже упоминали, поглощением различных элементов в солнечной фотосфере и хромосфере. *Из всей солнечной энергии, приходящей к нашей планете, примерно 40 % приходится на видимый диапазон (0.4–0.7 мкм), 10 % – на более короткие длины волн и 50 % на более длинноволновое излучение.*

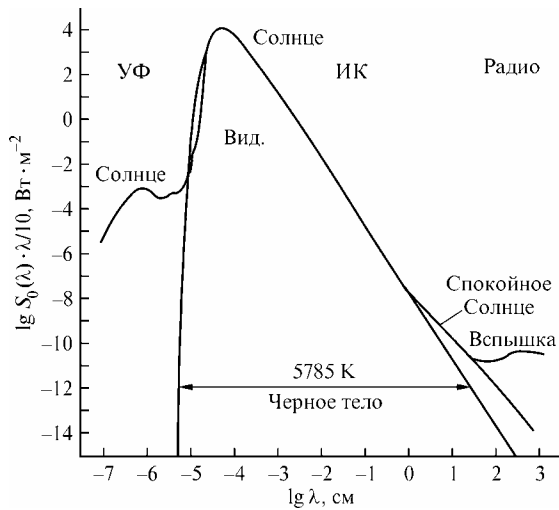


Рис. 1.3. Стандартный спектр Солнца с грубым спектральным разрешением. УФ, Вид, ИК, Радио – ультрафиолетовое, видимое, инфракрасное радиоизлучения [43].

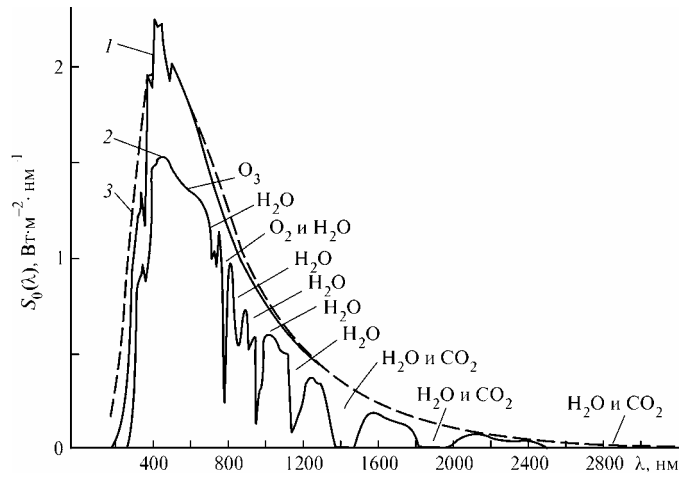


Рис. 1.4. Спектры солнечного излучения, приходящего на верхнюю границу атмосферы и на поверхность Земли.

На рис. 1.4 приведены также спектры солнечного излучения, приходящего на верхнюю границу атмосферы и на поверхность Земли, т.е. излучения, ослабленного атмосферой. Из рисунка видно, что значительная доля приходящей солнечной энергии не доходит до поверхности – поглощается атмосферой или рассеивается и отражается обратно в мировое пространство. Следовательно, существенную роль в атмосферных процессах играет поглощение и рассеяние излучения Солнца атмосферными газами. Как видно из рис. 1.4, в спектре Солнца на поверхности Земли присутствуют полосы и линии поглощения земной атмосферы (полосы поглощения H_2O , CO_2 , O_3 и других газов). Эти линии, в отличие от фраунгоферовых, называются *теллурическими*.

Фундаментальным вопросом для многих наук о Земле является изменчивость спектрального состава солнечного излучения $S_0(\lambda)$ и интегральной солнечной постоянной S_0 . Измерения спутниковых приборов в течение 1978–1997 гг. показали, что в этот период вариации S_0 составляли $1.5 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$. Вековые изменения S_0 по оценкам могут достигать $10 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ [42]. Спектр солнечного излучения очень сильно изменяется при малых длинах волн (рентгеновское и ультрафиолетовое излучения) и в радиодиапазоне. В этих областях вариации достигают тысячи процентов. Несмотря на малый относительный вклад указанных спектральных областей в величину интегральной солнечной постоянной, эта изменчивость оказывает значительное влияние на физические процессы в верхней атмосфере. Например, рентгеновское и ультрафиолетовое излучения производят диссоциацию и ионизацию газовых составляющих верхней атмосферы, образуя ионы и радикалы, которые принимают активное участие в большом количестве химических и фотохимических реакций.

1.2. Атмосфера Земли

К *структурным параметрам атмосферы* относят, как правило, давление, температуру и плотность воздуха. Прежде всего, напомним, что эти величины связаны двумя соотношениями.

1. Известным из термодинамики уравнением состояния идеального газа:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT, \quad (1.2.1)$$

где p – давление, T – температура, m – масса, μ – молекулярная масса воздуха (ее строгое определение приведено, например, в Приложении к монографии [34]), V – объем воздуха,

R – универсальная газовая постоянная. Разделив обе части (1.2.1) на объем V , получим первое соотношение связи структурных параметров

$$p = \frac{\rho}{\mu} RT, \quad (1.2.2)$$

где ρ – плотность воздуха.

2. Уравнением гидростатики:

$$dp = -\rho g dz, \quad (1.2.3)$$

где g – ускорение свободного падения, z – высота. Из уравнения гидростатики (1.2.3) плотность воздуха определяется соотношением

$$\rho = -\frac{1}{g} \frac{dp}{dz}. \quad (1.2.4)$$

Для идеального газа уравнение состояния можно также записать в виде

$$p = n k_B T, \quad (1.2.5)$$

где n – число молекул в единице объема (счетная концентрация), k_B – постоянная Больцмана.

Деление атмосферы на слои осуществляется по разным признакам. Наиболее четко различие в атмосферных слоях проявляется в характере изменения температуры воздуха с высотой. По этому признаку атмосфера делится (стратифицируется) на пять основных слоев [2, 6, 22, 35–37, 44].

1. *Тропосфера*. Это слой атмосферы, прилегающий к поверхности Земли. Для него характерно почти линейное падение температуры с высотой. *Средняя скорость падения температуры с высотой в тропосфере составляет 6 градусов на километр*. В тропосфере сосредоточено примерно 80 % массы всей атмосферы. Это важнейший слой атмосферы – здесь формируется погода, определяющая многие стороны жизнедеятельности человека.

2. *Стратосфера*. Это следующий по высоте за тропосферой слой, где температура растет с высотой.

3. *Мезосфера*. Это слой, следующий за стратосферой, где вновь начинается падение температуры с высотой, и она достигает самых низких в атмосфере Земли значений (до 130 К на высоких широтах летом).

4. *Термосфера*. В этом слое, выше мезосферы, вновь начинается рост температуры и она достигает значений порядка 1000 К. Заметим, что эта температура определяется как мера средней скорости движения молекул (кинетическая температура), однако, вследствие сильного разрежения воздуха в термосфере, там не наблюдаются привычные нам процессы теплообмена, и космическим аппаратам, летающим в ней, перегрев не грозит даже при температурах воздуха в 1000 К.

5. Принято выделять также часть термосферы – *экзосферу*. Это внешняя сфера атмосферы, где средняя длина свободного пробега молекул составляет сотни километров, а их средняя скорость (кинетическая температура) достаточна для того, чтобы преодолеть земное тяготение и навсегда улететь в космос – явление диссипации атмосферы.

Границы (области), отделяющие тропосферу от стратосферы, стратосферу и мезосферу, мезосферу и термосферу, термосферу и экзосферу, называются соответственно *тропопауза*, *стратопауза*, *мезопауза*, *термопауза*. Средние высоты границ слоев и переходных зон даны в табл. 1.5. Отметим, что от приведенных средних значений могут наблюдаться значительные отклонения в зависимости от широты, времени года, метеорологической ситуации и т. д. В частности, высота тропопаузы зависит от широты: в тропиках она порядка 16–17 км, в средних широтах – 9–12 км, в полярных широтах – 8–9 км.

Таблица 1.5. Основные и переходные слои атмосферы.

Слой	Средние высоты верхней и нижней границ, км	Переходный слой
тропосфера	0–11	тропопауза
стратосфера	11–50	стратопауза
мезосфера	50–90	мезопауза
термосфера	Выше 90	термопауза
экзосфера	Выше 450	

Графически типичное среднее вертикальное распределение температуры атмосферы и ее слои изображены на рис. 1.5. Обратите внимание, что на рисунке горизонтальными отрезками показаны вариации (возможные отклонения) реальных значений температуры от средних. Видно, что эти вариации значительны и достигают десятков градусов.

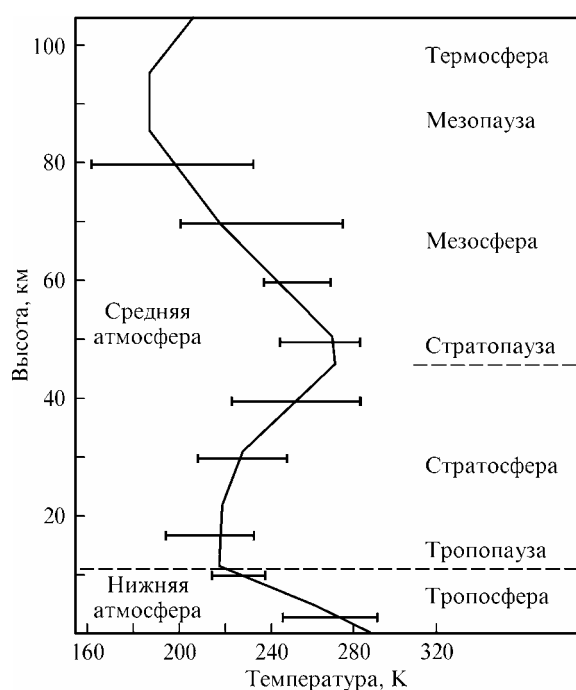


Рис. 1.5. Среднеглобальное вертикальное распределение температуры атмосферы и ее вертикальная структура.

По составу воздуха атмосфера делится на *гомосферу* и *гетеросферу*. В первом из этих слоев (0–95 км) относительное содержание основных атмосферных газов (азот, кислород, аргон) постоянно, и молекулярная масса воздуха ($\mu = 28.9645$ г/моль) очень мало меняется с высотой (изменения в нижних слоях тропосферы происходят за счет изменений содержания водяного пара).

В *гетеросфере* (выше 95 км) наряду с молекулами N_2 и O_2 появляется в заметных количествах атомарный кислород O за счет процессов диссоциации молекул O_2 коротковолновым излучением Солнца. В связи с этим молекулярная масса воздуха в гетеросфере уменьшается с высотой.

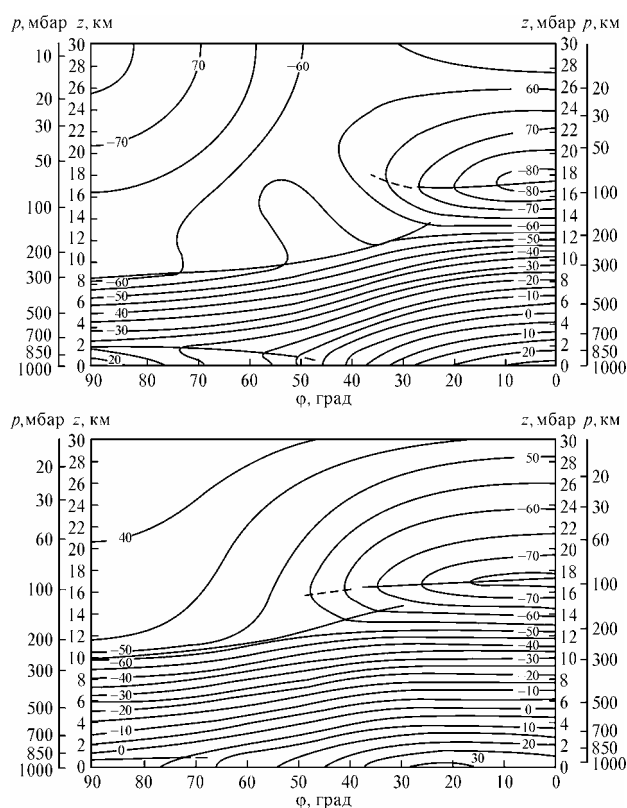


Рис. 1.6. Вертикально-меридиональные разрезы поля средней зональной температуры в атмосфере Земли для января и июля.

По признаку газового состава атмосферы принято также отдельно выделять *озоносферу* (15–55 км), в которой сосредоточена основная масса такого важного атмосферного газа как озон.

Начиная с 60 км, в атмосфере значительно возрастает содержание заряженных частиц (ионов и электронов). Поэтому слои атмосферы выше 60 км называют *ионосферой*. Сама ионосфера также подразделяется на отдельные слои (слои D, E и F).

С точки зрения влияния магнитного поля Земли на состояние атмосферы принято выделять еще один слой – *магнитосферу*, которая охватывает внешнюю часть термосферы. В магнитосфере частицы газов (ионы) удерживаются не только гравитационным, но и магнитным полем Земли.

Основные структурные параметры атмосферы меняются в пространстве (по высоте, вдоль поверхности Земли) и во времени. Физически указанные вариации определяются динамическими, радиационными (перенос солнечного и собственного излучения), фотохимическими процессами и фазовыми превращениями воды. Достаточно очевидно, что температура, равно как и связанные с ней другие структурные параметры атмосферы, существенно зависят от географической широты (у поверхности в тропиках – жарко, у полюсов – холодно). Поэтому в качестве простейшей характеристики пространственного поля температуры используют зональную температуру. Усредненную по долготе температуру (равно как и другие величины) называют зональной. Она является лишь функцией широты и высоты. На рис. 1.6 приведены вертикально–меридиональные разрезы поля средней зональной температуры для января и июля.

Для характеристики сезонной изменчивости температуры атмосферы на различных высотах и широтах в северном полушарии в табл. 1.6 даны разности температур лето–зима.

Таблица 1.6. Разность температур зима–лето (К).

Широта, град	Высота, км									
	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
80	12	25	5	49	35	15	– 24	– 57	– 63	– 49
60	13	11	25	32	22	6	– 22	– 44	– 51	– 32
50	13	0	12	20	14	0	– 10	– 23	– 28	– 14
30	8	2	4	5	0	4	5	0	0	4

Из данных табл. 1.6 следует:

1. Сезонная изменчивость температуры субтропической области Земли (30° с.ш.) мала на всех высотах от 10 до 100 км. Эта изменчивость максимальна для полярных широт (80° с.ш.).

2. На высотах 10–60 км температуры летом выше зимних, а на больших высотах наблюдается обратная картина для широтной области $\varphi > 30^\circ$.

Температурный режим нашей планеты менялся неоднократно (пример – ледниковые периоды). Изменения, происходившие в 19–20 веках, исследовались особенно тщательно в связи с наличием долговременных и достаточно точных измерений приземной температуры. На рис. 1.7 приведены изменения средних полусферных и глобальных годовых температур приповерхностного воздуха за период 1856–1998 гг. по сравнению со средними температурами за период 1961–1990 гг. Четко видны два периода значительных потеплений – 1925–1944 гг. и 1978–1998 гг. В первый период T возросли на 0.37°C , во второй период рост температур достиг почти 0.5°C .

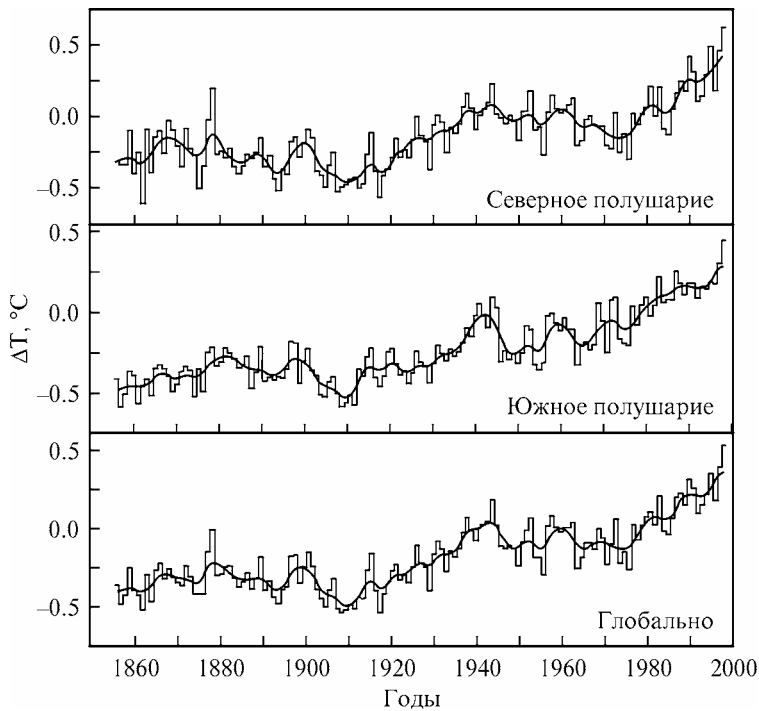


Рис. 1.7. Изменения средних полусферных и глобальных годовых температур приповерхностного воздуха за период 1856–1998 гг. по сравнению со средними температурами за период 1961–1990 гг.

Вернемся к уравнению гидростатики (1.2.3). Подставляя в него плотность из (1.2.2) получим

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{\mu g p}{RT}. \quad (1.2.6)$$

Решение этого простейшего дифференциального уравнения дает

$$p(z) = p(0) \exp\left(-\frac{1}{R} \int_0^z \frac{\mu(z) g(z)}{T(z)} dz\right), \quad (1.2.7)$$

где $p(0)$ – давление при $z = 0$. Таким образом, *вертикальные профили температуры и давления в атмосфере не являются независимыми*. Зная профиль температуры $T(z)$ и давление $p(0)$ (или, в общем случае, давление на определенной высоте $p(z_0)$, от которой соответственно следует интегрировать в (1.2.7)) можно рассчитать профиль давления. И наоборот, зная профиль давления можно по (1.2.6) рассчитать профиль температуры.

В (1.2.7) учтена зависимость температуры, молекулярной массы воздуха и ускорения свободного падения от высоты. Задавая явный вид этих зависимостей из (1.2.7), можно получать различные соотношения между профилями давления и температуры, называемые *барометрическими формулами*.

В простейшем случае, пренебрегая в (1.2.7) зависимостью μ , g и T от высоты, получим

$$p(z) = p(0) \exp\left(-\frac{\mu g}{RT} z\right). \quad (1.2.8)$$

Стоящая в экспоненте константа $H = \frac{RT}{\mu g}$ имеет размерность высоты и называется

высотой однородной атмосферы или шкалой высот. Для стандартных условий $\mu = 28.96$ г/моль, $g = 9.81$ м·с⁻² и $T = 273.16$ К получается $H = 7.966$ км, то есть примерно 8 км. Через высоту однородной атмосферы H барометрическая формула (1.2.8) записывается в удобном для практического использования виде

$$p(z) = p(0) \exp(-z/H). \quad (1.2.9)$$

Таким образом, *давление в атмосфере практически убывает с высотой экспоненциально.*

Все газы, составляющие земную атмосферу, принято разбивать на 3 группы – основные газовые составляющие, малые газовые составляющие (МГС) и свободные радикалы [2, 6, 12, 15, 22, 34–36].

Основные газовые составляющие атмосферы – это *азот – 78.1 %, кислород – 20.9 % и аргон – 0.9 % (по объему).* Они находятся в атмосфере примерно в постоянном соотношении до высот порядка 95 км. Отметим, что эти газы (кроме кислорода) сравнительно инертны в химическом отношении и слабо поглощают электромагнитное излучение.

В верхних слоях атмосферы содержание основных газов несколько отличается от их содержания в нижней атмосфере – см. табл. 1.7. При этом сумма их концентраций становится меньше 100 % вследствие разрушения части молекул N_2 и O_2 на атомарные азот и кислород.

Таблица 1.7. Содержание (в % по объему) основных газов в воздухе на больших высотах [22].

Высота, км	0	75	85	95	105
N_2	78.1	78.1	78.1	77.9	77.4
O_2	20.9	20.9	20.0	18.0	16.0
Ar	0.9	0.9	0.8	0.8	0.7

МГС – это газовые компоненты, постоянно присутствующие в атмосфере, но их содержание может варьироваться во времени и пространстве. К МГС относят прежде всего H_2O (водяной пар), CO_2 (углекислый газ) и O_3 (озон) – соединения, сильно поглощающие электромагнитное излучение и активно участвующие в различных реакциях и химических превращениях. В силу этих свойств они играют большую роль в формировании климата нашей планеты. Полный список МГС в настоящее время включает десятки соединений.

В особую группу иногда выделяют *газы (примеси), имеющие существенные антропогенные источники.* Это соединения, поступающие в атмосферу в значительном количестве в результате хозяйственной деятельности человека, однако во многих случаях у этих примесей могут быть и заметные естественные источники.

В табл. 1.8 приведены данные о важнейших атмосферных примесях, имеющих и антропогенные источники [15, 34]. Важность рассматриваемых примесей связана с тем, что многие из них активно поглощают тепловое излучение и участвуют в создании (и изменении) так называемого «парникового эффекта». Парниковый эффект заключается в уменьшении уходящего излучения планеты из-за поглощения этими примесями излучения системы «поверхность-атмосфера».

Свободные радикалы – это весьма активные в химическом отношении, хотя и короткоживущие соединения. К ним относят атомарный кислород O , гидроксил OH , пергидроксил HO_2 , и т. д. Отметим также, что в литературе встречаются и другие классификации газовых примесей атмосферы, например, по величинам их отношений смеси.

Таблица 1.8. Наиболее важные МГС, имеющие антропогенные источники.

Газ	Техническое обозначение	Концентрация у поверхности, ppmV	Тренд концентрации в год, %	Время жизни, лет
CO ₂	Углекислый газ	368 (2000 г.)	0.4	250
CH ₄	Метан	1.75 (2000 г.)	1.0	10
CO	Оксид углерода	0.12 – с.ш. 0.06 – ю.ш	1.0 – с.ш. 0 – ю.ш.	0.3
N ₂ O	Закись азота	0.316 (2000 г.)	0.3	150
NO _x	Суммарные оксиды азота (NO, NO ₂)	(1–2)·10 ⁻⁵	?	≤ 0.02
CFC1 ₃	Фреон–11 (CFC–11)	2.6·10 ⁻⁴	4	70
CF ₂ Cl ₂	Фреон–12 (CFC–12)	2.6·10 ⁻⁴	4	120
C ₂ Cl ₃ F ₃	Фреон–113 (CFC–113)	3.2 ·10 ⁻⁵	10	90
CH ₃ CCl ₃	Метилхлороформ	1.2·10 ⁻⁴	4.5	6
CF ₂ ClBr	H–1211	1.0·10 ⁻⁶	12	12–15
CF ₃ Br	H–1301	1.0·10 ⁻⁶	12	12–15
SO ₂	Диоксид серы	1–20·10 ⁻⁵	?	0.02
COS	Карбоксид серы	5·10 ⁻⁴	≤ 3.0	2–2.5

Примечание. Название «техническое обозначение», наиболее употребительное в физике атмосферы, не всегда совпадает с химическим; для фреонов и их заменителей «названиями» являются технические марки; тренд – это общая многолетняя тенденция изменения величины, из которой исключены короткопериодические (суточные, сезонные) вариации; время жизни в атмосфере – среднее время существования молекулы газа в атмосфере (например, время, за которое число молекул уменьшается в *e* раз). Единица объемной концентрации МГС – отношение объема одного газа при тех же температуре и давлении, что имеет смесь газов, к объему всей смеси газов, в физике атмосферы часто выражается в миллионных долях – ppmV (part per million, volume) [34].

На рис. 1.8 изображены вертикальные профили объемных концентраций различных атмосферных газов. Учитывая наблюдающиеся вариации содержания газов, эти профили относятся к среднему, фоновому состоянию атмосферы. Рисунок демонстрирует разнообразие вертикального хода концентрации для разных газов. Так, например, кислород и углекислый газ имеют постоянное отношение смеси до высот порядка 80–100 км (они равномерно перемешаны). Содержание водяного пара быстро убывает в тропосфере, примерно постоянно в стратосфере и вновь убывает в мезосфере. Метан равномерно перемешан в тропосфере. Максимум концентрации озона наблюдается в стратосфере. Подобный высотный ход (с максимумами содержания в стратосфере) имеют и ряд других атмосферных газов (NO, HCl и т. д.). Отношение смеси CO в нижних слоях атмосферы падает с высотой, а в стратосфере и мезосфере возрастает.

В связи с бурным развитием промышленности с конца 18-го века наблюдается рост содержания в земной атмосфере углекислого газа. Если в прединдустриальную эпоху его объемная концентрация равнялась 280 ppmV, то в настоящее время она достигла примерно 385 ppmV. Другим важным «парниковым» газом является метан, который ответственен примерно за 15% «парникового эффекта».

Имеется целый ряд естественных источников метана, а антропогенные источники, по ряду оценок, могут достигать 50–60% его общей эмиссии. Исследования показали, что прединдустриальное отношение смеси метана составляло 0.72–0.74 ppmV, т.е. менее чем половину современного значения (табл. 1.8). В 80-х годах 20-го столетия тренд метана в северном полушарии достигал 1% в год. Это увеличение связывалось с сжиганием ископаемого топлива и тропических лесов, газодобычей, масштабным возделыванием риса, развитием животноводства. В течение 90-х годов было зарегистрировано уменьшение величины тренда метана.

Особо следует остановиться на изменениях в содержании атмосферного озона, соединения чрезвычайно важного как с точки зрения энергетики стратосферы, так и предохранения биосферы от опасного ультрафиолетового излучения Солнца, которое интенсивно поглощается озоном. Наиболее драматические изменения в содержании озона в последние годы произошли над Антарктидой – появились так называемые «озонные дыры».

В 70–80-х годах 20-го столетия наиболее быстро росло содержание в атмосфере «чисто антропогенных» примесей – различных фреонов и других соединений, выделяемых холодильными установками, используемыми в быту и промышленности. По современным представлениям, именно эти соединения ответственны за разрушение озонового слоя.

Помимо газов, существенной компонентой атмосферы Земли (и ряда других планет) является *атмосферный аэрозоль* [11, 13, 34, 31, 43, 50]. Аэрозолем в физике называют смесь воздуха и частиц (твердых, жидких), находящихся в динамическом равновесии. В метеорологии и физике атмосферы под аэрозолем понимают сами частицы, взвешенные в воздухе. Таким образом, аэрозоль (аэрозоли) – твердые и жидкие мелкие частицы, взвешенные в воздухе, весьма разнообразного состава, формы, размеров и свойств: водяные капли и ледяные кристаллы облаков, пыль, поднятая с поверхности Земли, а также выброшенная вулканами или образовавшаяся из вулканических газов, метеоритная пыль, частицы солей морской воды, частицы, возникающие в результате производственной деятельности и т.д. Скорость их падения (оседания) мала, а их поверхность велика, что является, в частности, причиной их активного участия в химических и фотохимических реакциях с МГС и радикалами.

Аэрозольные частицы играют существенную роль в переносе солнечного и теплового излучений, влияя на радиационный режим системы атмосфера–земная поверхность и, таким образом, на погоду и климат Земли. Особо важна роль аэрозолей в поглощении и рассеянии солнечного излучения. Велика роль аэрозолей также в процессах облакообразования, возникновении туманов и т.д., где они выступают как ядра конденсации – зародыши, на которых начинается конденсация насыщенного водяного

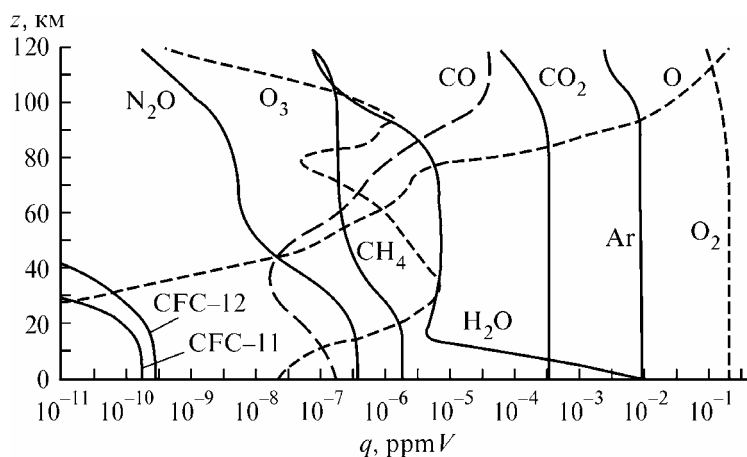


Рис. 1.8. Вертикальные профили объемных концентраций различных атмосферных газов.

пара. Без аэрозолей этот процесс был бы невозможен, поэтому наличие на Земле облаков и осадков напрямую связано с присутствием в атмосфере аэрозолей. Заметим, что, согласно определению, частицы облаков – тоже аэрозоли, но обычно их отделяют от других, «неводных» аэрозолей.

Атмосферный аэрозоль в зависимости от его состава или источников подразделяется на *аэрозоль природного (естественного) происхождения* – продукты испарения морских брызг – частички соли, поднятую в атмосферу ветром минеральную пыль, вулканический аэрозоль, как непосредственно выброшенный в атмосферу (пепел), так и образовавшийся за счет газофазных реакций (сернокислотные частицы), частицы биогенного происхождения, как непосредственно выброшенные в атмосферу, так и образовавшиеся в результате конденсации летучих органических соединений и химических реакций между этими соединениями, продукты природных газофазных реакций (например, сульфаты, возникающие за счет окисления SO₂) [11, 13, 34].

Аэрозоль антропогенного происхождения представляет собой промышленные выбросы частиц (сажа, дым, дорожная пыль и т. д.), продукты сельскохозяйственной деятельности (например, пыль, поднимаемая при пахоте), продукты газофазных реакций, возникающие аналогично естественным при реакциях антропогенных МГС.

Реальный атмосферный аэрозоль является *полидисперсным*, т.е. состоящим из частиц различных размеров. Форма этих частиц может быть разнообразной. Одну из классификаций аэрозолей, основанную на их размерах (дисперсности) а также их роли в различных процессах предложил Х. Юнге. Схема такой классификации представлена на рис. 1.9, где показаны источники аэрозольных частиц, времена жизни, а также информация об их влиянии на различные атмосферные процессы.

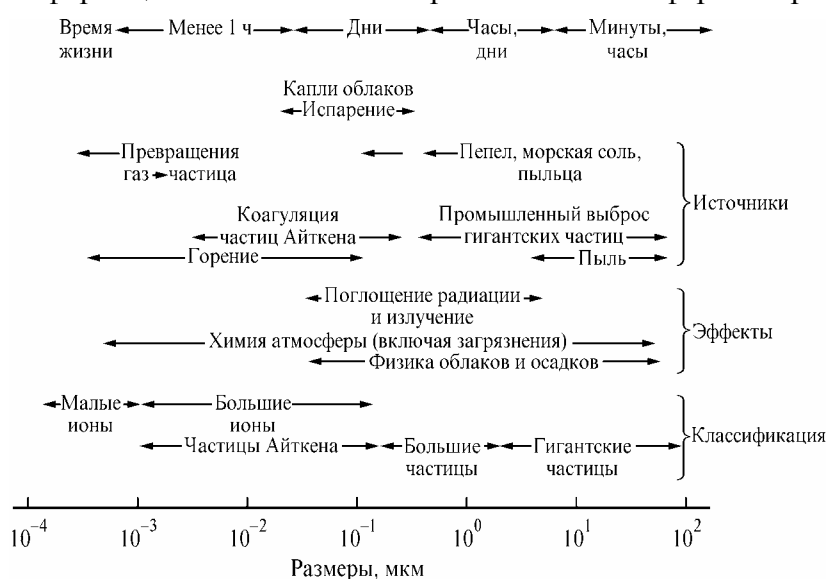


Рис. 1.9. Атмосферный аэрозоль: размеры, классификация, влияние на атмосферные процессы, источники, время жизни (по Х. Юнге [54]).

Спектр размеров аэрозольных частиц очень широкий – от менее 10⁻⁴ до 10² мкм и более (по радиусу). Их нижний предел определяется размерами молекулярных комплексов, а верхний – скоростью гравитационного оседания частиц в поле силы тяжести. Различные метеорологические явления и процессы связаны с разными интервалами спектра размеров аэрозольных частиц. Так, например, частицы с радиусами $r < 0.1$ мкм (так называемые «частицы Айткена») существенно влияют на электрические характеристики атмосферы. Частицы с $2 \leq r \leq 10$ мкм оказывают значительное влияние на перенос коротковолнового и инфракрасного излучения, формирование облаков и осадков, химический состав атмосферы. При этом аэрозоли с размерами $2 \leq r \leq 1.0$ мкм оказывают наибольшее влияние на перенос коротковолнового излучения, видимость в атмосфере.

Счетная концентрация аэрозолей очень сильно варьирует и зависит от высоты в атмосфере, близости к источникам аэрозолей (например, в городе она на несколько порядков выше, чем вдали от него), времени суток. С ростом высоты в атмосфере

концентрация аэрозолей резко падает: она уменьшается по сравнению с концентрациями аэрозолей у поверхности примерно на порядок на высоте 2 км и еще на порядок на высоте ~ 5 км. Но это опять же «в среднем», в реальных ситуациях картина может быть совсем иной и даже наблюдаться рост концентрации с высотой; такие области роста называются *аэрозольными слоями*. Наиболее известный и стабильный аэрозольный слой – *слой Юнге* в стратосфере на высотах 17–22 км.

Важную роль в образовании аэрозолей играют извержения вулканов, лесные пожары, биологические процессы, производственная деятельность человека и т. д. При этом основными газами, способствующими образованию аэрозолей, являются SO₂, H₂S и NH₃. После мощных вулканических извержений количество аэрозольных частиц в стратосфере увеличивается во много раз, что приводит к изменению ее оптических характеристик. Эти изменения в стратосфере сохраняются в течение 1–2 лет после извержения.

Основными стоками, то есть причинами удаления аэрозолей из атмосферы, являются гравитационное осаждение (проще говоря, выпадение аэрозолей на поверхность) и вымывание осадками при захвате аэрозольных частиц каплями дождя (частицами снега).

Поскольку аэрозольные частицы имеют разные размеры (полидисперсность), то, в отличие от газов, одной суммарной концентрации для описания их количества в атмосфере недостаточно, надо указать концентрации частиц разных радиусов. Для описания полидисперсности используют функцию $n(r)$ – *функцию распределения аэрозольных частиц по размерам*

$$n(r) = \frac{dN(r)}{dr} . \quad (1.2.10)$$

где $N(r)$ – число частиц с радиусом, меньшим, чем r . Функция $n(r)$ имеет смысл относительной счетной концентрации частиц различных радиусов, то есть показывает, частиц с какими радиусами «много», а с какими «мало». Полная концентрация всех аэрозольных частиц согласно (1.2.10) есть

$$N = \int_0^{\infty} n(r) dr . \quad (1.2.11)$$

Чтобы функция распределения $n(r)$ не зависела от общей концентрации N ее нормируют, вводя $f(r) = n(r)/N$, $(\int_0^{\infty} f(r) dr = 1)$.

Для описания аэрозольных частиц предложен целый ряд различных функций $f(r)$ [11, 13, 34].

В земной атмосфере вода присутствует во всех трех фазах: *газообразной* (количество водяного пара в воздухе определяет его влажность), *жидкой* (в виде капель в облаках, тумане, дожде) и *твердой* (облачные кристаллы, снежинки, град). *Облака* являются важным составным элементом кругооборота воды в природе, влияют на энергетический обмен в системе земля–атмосфера, радиационный баланс планеты, перераспределение тепла на земном шаре и общую циркуляцию атмосферы. Облака – один их важнейших погодо- и климатообразующих факторов нашей планеты. Они же оказывают влияние на фотохимические процессы в атмосфере. В основу классификации облаков положена их морфология (внешний вид) и высота расположения над земной поверхностью. Деление облачности по высоте (на верхнюю, среднюю и нижнюю) определяется нижней границей облаков. В особые группы облачности выделяют *полярные стратосферные облака*, иногда образующиеся в высоких широтах на высотах 17–20 км и *серебристые* (мезосферные) облака, образующиеся на высотах 85–90 км. Степень покрытости неба облаками характеризуют *балльностью облачности* – отношением общей площади облаков и всего неба: 0 баллов – ясное небо, 10 баллов – сплошная облачность [1, 2, 28].

По фазовому состоянию облака подразделяют на *жидкокапельные* (нижний и частично средний ярусы), *кристаллические* (верхний ярус) и *смешанные*, содержащие как капли, так и кристаллы льда. Фазовый состав облаков определяется, прежде всего, их температурой. При положительных температурах облако состоит из капель воды. Капли нередко присутствуют в них и при достаточно низких отрицательных температурах, вплоть до -40°C . При отрицательных температурах облака могут быть капельными, кристаллическими или смешанными.

Важными микроструктурными характеристиками облаков, как разновидностей аэрозолей, является счетная и массовая концентрация частиц и функция распределения их по размерам [1, 2, 34]. Счетная концентрация в облаках различных форм колеблется от 10 до 1000 см^{-3} . Массовая концентрация частиц в облаке называется его водностью.

Форма кристаллов в смешанных и кристаллических облаках в основном определяется температурой и влажностью облаков, при которой они образуются, и может быть самой разной.

Облака определенных типов сопровождаются осадками. В соответствии с синоптическими и термодинамическими условиями выпадения осадков последние разделяются на *морозящие*, *обложные* и *ливневые*. Они отличаются по интенсивности и продолжительности осадков [22]. Количество осадков измеряется высотой (в миллиметрах) слоя воды, образовавшегося в результате их выпадения, а интенсивность осадков – как их количество, выпавшее в единицу времени (например, в час). Наряду с интенсивностью осадков для их характеристики используется также функция распределения частиц осадков по размерам (спектр осадков) [1, 2, 11].

Раздел 2. Распространение излучения в атмосфере

2.1. Электромагнитные волны

В основе современной оптики, включая и оптику атмосферы, лежат представления об излучении как об электромагнитных волнах, так и о потоке фотонов. Электромагнитная (э.м.) волна является поперечной и представляет собой распространяющуюся в вакууме со скоростью света систему взаимоортогональных векторов напряженности электрического \vec{E} и магнитного полей \vec{H} . Эти векторы, в свою очередь ортогональны направлению распространения волны \vec{v} . Простейшим представлением э.м. волны является *уравнение плоской электромагнитной волны*, то есть волны, напряженность электрического поля E которой колеблется в одной плоскости, которое можно записать следующим образом (выбрав ось X вдоль направления движения):

$$E(x, t) = E_0 \cos\left(2\pi \nu t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \delta\right). \quad (2.1.1)$$

Здесь x – пространственная координата, t – время, E_0 – амплитуда, ν – частота, λ – длина волны, δ – некоторая фаза волны, задаваемая начальным условием $E(0, 0) = E_0 \cos \delta$.

Зафиксировав в (2.1.1) координату x , мы получим гармонические колебания E с временным периодом $T = 1/\nu$. Зафиксировав в (2.1.1) время t , мы получим распределение E вдоль оси x с пространственным периодом λ . Связь между этими периодами очевидна: за один временной период волна пройдет один пространственный, то есть $\lambda = \nu T$, где ν – скорость распространения волны. Отсюда получаем связь длины волны с частотой

$$\lambda = \frac{v}{\nu}. \quad (2.1.2)$$

Для вакуума $v = c$, где c – скорость света в вакууме. В веществе скорость распространения электромагнитных волн меньше c и дается соотношением $v = c/n$, где n – показатель преломления вещества. Это приводит к соответствующему уменьшению длины волны излучения в веществе. *При переходе из вакуума в вещество меняется длина волны, а не частота электромагнитных волн.*

Используя (2.1.2), запишем уравнение волны (2.1.1) в менее наглядном, но зато удобном для дальнейшего анализа виде

$$E(x, t) = E_0 \cos\left(2\pi \nu t - \frac{2\pi n \nu}{c} x + \delta\right). \quad (2.1.3)$$

Длины электромагнитных волн измеряются в единицах длины, в атмосферной оптике это обычно микрометры (мкм), нанометры (нм), ангстремы (Å). Частоты волн оптического диапазона очень велики, поэтому их используют редко. Часто спектральные характеристики выражают в волновых числах – величинах, обратных длине волны.

Электромагнитное излучение, имеющее строго одну частоту (длину волны), называется *монохроматическим*. В зависимости от длины волны (частоты) электромагнитные волны подразделяют на ряд диапазонов – см. табл. 2.1.

Таблица 2.1. Диапазоны спектра электромагнитного излучения.

Диапазон	Характерные длины волн, мкм	Характерные частоты, Гц
Гамма	10^{-5}	$3 \cdot 10^{19}$
Рентгеновский	10^{-2}	$3 \cdot 10^{16}$
Ультрафиолетовый	$3 \cdot 10^{-1}$	10^{15}
Видимый	0.4–0.7	$(4.3–7.5) \cdot 10^{14}$
Инфракрасный (ИК):		
ближний (БИК)	1–4	$(3–0.8) \cdot 10^{14}$
средний	4–50	$10^{14}–10^{12}$
дальний	50–1000	$10^{12}–3 \cdot 10^{10}$
Микроволновый (МКВ)	10^3	$3 \cdot 10^{10}$
Телевизионный	10^7	$3 \cdot 10^7$
Радиоволновый	$10^8–10^9$	$3 \cdot 10^6–3 \cdot 10^5$

Современная оптика атмосферы изучает распространение, трансформацию, а также генерацию э.м. волн от ультрафиолета (УФ) до радиоволнового диапазона. Кроме указанного в табл. 2.1 деления спектра, в атмосферной оптике принято весь спектр электромагнитного излучения в атмосферах планет разделять на солнечную и тепловую области. Солнечная область включает УФ, видимый и ближний инфракрасный (БИК) диапазоны. В этих диапазонах в дневное время энергия солнечного излучения превышает энергию собственного (в частности, теплового) излучения атмосферы и поверхности. Тепловая область простирается от БИК диапазона до радиоволн. Здесь, наоборот, энергия теплового излучения (днем и, конечно, ночью) превышает солнечную компоненту. Спектральная область, где энергия солнечного и теплового излучений в атмосфере Земли примерно одинаковы, расположена в районе 3–4 мкм. Для других планет эта граница сдвинута в коротковолновую или длинноволновую области в зависимости от расстояния от Солнца и радиационной температуры планеты. Отметим, что и солнечное, и тепловое излучения присутствуют во всех диапазонах э.м. излучения, но их роль, например, в формировании поля излучения существенно разная.

Как известно из курса общей физики, электромагнитные волны переносят энергию в направлении своего распространения. Её величина – вектор Пойтинга – пропорциональна векторному произведению напряженностей электрического поля \vec{E} и магнитного поля \vec{H} . Модуль вектора Пойтинга, с учетом связи \vec{H} и \vec{E} из уравнений Максвелла, пропорционален квадрату напряженности электрического поля E . Частота излучения в оптическом диапазоне столь велика (см. табл. 2.1), что измерить мгновенное значение E невозможно. Действие на любые измерительные приборы оказывает лишь усредненный по времени квадрат напряженности электрического поля E . Следовательно, энергия электромагнитной волны пропорциональна среднему квадрату ее электрической напряженности. Учитывая периодичность колебаний E во времени, в качестве интервала усреднения удобно выбрать период $T = 1/\nu$ и, разделив энергию на указанный интервал T , перейти к мощности W

$$W = \frac{1}{T} \int_0^T E^2(x, t) dt. \quad (2.1.4)$$

Подстановка (2.1.1) в (2.1.4) и вычисление интеграла дают

$$W = \frac{1}{2} E_0^2 \quad (2.1.5)$$

Заметим, что в монографии [34] в этой формуле допущена опечатка.

2.2. Характеристики поля излучения

Пусть в пространстве имеется *поле излучения*, то есть в общем случае в каждой точке пространства и в каждом выбранном направлении задана электромагнитная волна (луч света). Классическим примером поля излучения является освещенная солнцем атмосфера, где в каждой точке присутствуют прямое солнечное излучение, рассеянный свет неба и излучение атмосферы и поверхности.

Основной характеристикой поля излучения является *интенсивность излучения*. Выберем в пространстве элементарную площадку с площадью dS , нормаль к ней \vec{n} и телесный угол $d\Omega$, описанный вокруг нормали. Если величина площадки dS , а излучение падает в интервале длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$ в телесном угле $d\Omega$ за время dt , то количество энергии dE_λ , падающее на площадку, будет пропорционально dS , $d\lambda$, $d\Omega$, dt , т.е. равно

$$dE_\lambda = I_\lambda dS d\lambda d\Omega dt. \quad (2.2.1)$$

Коэффициент пропорциональности I_λ , входящий в эту формулу, называется монохроматической интенсивностью излучения. То есть, *монохроматической интенсивностью излучения I_λ называется количество электромагнитной энергии dE_λ с длиной волны λ , приходящее на единичную площадку (или проходящее через нее) перпендикулярно к ней из единичного телесного угла за единицу времени.*

$$I_\lambda = \frac{dE_\lambda}{dS d\Omega dt d\lambda}. \quad (2.2.2)$$

Индекс λ у интенсивности и энергии означает их зависимость от длины волны. Поскольку в определение входит «бесконечно малый спектральный интервал» $d\lambda$, интенсивность определена для монохроматического излучения с длиной волны λ (аналогично интенсивность определяется для частоты ν или волнового числа ν). В общем случае интенсивность есть функция точки в пространстве (x, y, z) , направления, определяемого нормалью \vec{n} , и времени t : $I(x, y, z, \vec{n}, t)$. Если интенсивность не зависит от времени, то поле излучения называют *стационарным*. Обычно в оптике атмосферы имеют дело со стационарными полями (точнее с полями, зависимостью интенсивности которых от времени можно пренебречь). Если интенсивность не зависит от направления \vec{n} , то поле излучения *изотропно*. Если интенсивность не зависит от всех или нескольких пространственных координат, то это *однородное* поле излучения. Так в оптике атмосферы часто считают поле излучения *горизонтально-однородным*, то есть не меняющимся вдоль горизонтальных координат x и y .

Второй по важности характеристикой поля излучения является поток излучения. *Потоком (монохроматическим) излучения F_λ называется количество электромагнитной энергии dE'_λ с длиной волны λ , падающее на единичную площадку (или проходящее через нее) в единицу времени со всех направлений:*

$$F_\lambda = \frac{dE'_\lambda}{dS dt d\lambda}. \quad (2.2.3)$$

По определению, интенсивность излучения из направления \vec{r} – это энергия, проходящая через площадку dS' , перпендикулярную \vec{r} . Но тогда, если θ – угол между направлением \vec{r} и нормалью \vec{n} к площадке dS , то $dS' = dS \cos \theta$, и, подставляя dS' в (2.2.1), получим

$$dE_{\lambda} = I_{\lambda} dS \cos \theta d\Omega dt d\lambda . \quad (2.2.4)$$

Теперь, чтобы вычислить необходимую в определении потока (2.2.3) энергию dE'_{λ} , надо проинтегрировать (2.2.4) по всем направлениям $d\Omega$, после чего, подставляя dE'_{λ} в (2.2.3), мы получаем искомую связь

$$F = \int I(\vec{r}) \cos \theta(\vec{r}) d\Omega . \quad (2.2.5)$$

Вопрос о пределах интегрирования в (2.2.5) мы намеренно оставили открытым. Строго говоря, согласно определению потока, интегрировать надо по всей сфере (по полному телесному углу 4π). Такая величина называется *полным потоком*. Но в оптике атмосферы принято также рассматривать интеграл (2.2.5) по половине полного телесного угла. Действительно, в атмосфере есть выделенное вертикальное направление. Орт \vec{n} в этом случае – это нормаль к поверхности Земли. Поэтому рассматривают *полусферический нисходящий поток* – учтены все направления распространения излучения вниз – и *полусферический восходящий поток* – учтены все направления излучения вверх. Нисходящий поток всегда отрицателен ($\cos \theta < 0$), а восходящий поток всегда положителен ($\cos \theta > 0$). Полный поток равен алгебраической сумме нисходящего и восходящего потоков. На практике обычно пренебрегают знаком нисходящего потока, то есть берут его по модулю, тогда полный поток равен разности нисходящего и восходящего.

В (2.2.5) можно осуществить интегрирование в сферических координатах – по углу θ и азимуту φ . Как известно из математики, дифференциал телесного угла равен

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi .$$

Для полного потока имеем

$$F = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta , \quad (2.2.6)$$

и для нисходящего F^{\downarrow} и восходящего потоков F^{\uparrow}

$$F^{\downarrow} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\pi/2}^{\pi} I(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta , \quad (2.2.7)$$

$$F^{\uparrow} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} I(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta . \quad (2.2.8)$$

Рассмотрим простейший случай, когда имеется не поле излучения, а излучение только в одном каком-то выделенном направлении (θ_0, φ_0) . Это излучение падает на элементарную площадку dS под углом θ_0 к ее нормали. Пусть интенсивность этого излучения равна I . Тогда при интегрировании в выражении (2.2.6) сохранится только вклад от одного направления, и поток будет численно равен

$$F = I \cos \theta_0 . \quad (2.2.9)$$

Рассмотрим случай, когда излучение приходит из ограниченного телесного угла $\delta\Omega$. Этот случай, например, соответствует излучению диска Солнца. Напомним, что его угловые размеры для Земли равны $\sim 32'$. На верхней границе атмосферы поток солнечного излучения, падающего на перпендикулярную направлению Земля–Солнце единичную площадку, будет равен:

$$F_0 = \int I_0(\vec{r}) \cos \theta(\vec{r}) d\Omega \approx \bar{I}_0 d\Omega_0, \quad (2.2.10)$$

где \bar{I}_0 – средняя интенсивность излучения Солнца, а $d\Omega_0$ – телесный угол, под которым виден с Земли его диск. В данном выражении мы учли, что для выбранной перпендикулярной площадки $\cos \theta(\vec{r}) \approx 1$. Как мы отмечали ранее (см. раздел 1), в атмосферной оптике величина $\bar{I}_0 d\Omega_0$ имеет специальное название – *солнечная постоянная*.

На практике важную роль играют величины, отнесенные к конечным спектральным интервалам (например, к отдельным полосам поглощения) или ко всему спектру электромагнитного излучения. В этом случае их называют *интегральными*. Так, интегральный поток излучения определяется формулой:

$$F = \int_0^{\infty} F(\lambda) d\lambda, \quad (2.2.11)$$

Рассмотрим слой атмосферы между высотами z_1 и z_2 . Разность полных потоков излучения на границах слоя – $F(z_1) - F(z_2)$ – характеризует энергию излучения, поглощенную (или излученную) слоем. Эта энергия идет на нагревание (или охлаждение) рассматриваемого слоя, т.е. на увеличение (или уменьшение) его внутренней энергии. Величина

$$H_\lambda(z_1, z_2) = F_\lambda(z_1) - F_\lambda(z_2) \quad (2.2.12)$$

называется лучистым притоком энергии к слою (z_1, z_2) . Лучистый приток $H(z_1, z_2)$ может быть и положительным (нагревание) и отрицательным (охлаждение). Он определяет радиационные изменения температуры атмосферы со временем:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_p = \frac{1}{\rho c_p} \frac{dF_\lambda(z)}{dz} \quad (2.2.13)$$

Если интенсивность излучения задана, то могут быть определены и другие величины, характеризующие поле излучения. Одной из них является *плотность излучения* ρ_λ , представляющая собой *количество энергии излучения, находящееся в единице объема*. Дифференциал плотности излучения равен

$$d\rho_\lambda = \frac{I_\lambda d\Omega}{c}, \quad (2.2.14)$$

где c – скорость света.

В общем случае, когда на рассматриваемый объем падает излучение со всех сторон, плотность излучения ρ_λ определяется выражением:

$$\rho_\lambda = \frac{1}{c} \int I_\lambda d\Omega. \quad (2.2.15)$$

Если разделить плотность излучения ρ_λ на энергию фотона ($E = h\nu = hc/\lambda$), то плотность излучения дает количество фотонов с частотой ν в единице объема для рассматриваемого поля излучения. Эта величина определяет многие процессы взаимодействия излучения со средой, например, фотохимические действия излучения.

Понятия «интенсивность» и «поток» применяются только по отношению к полю излучения. Для аналогичных характеристик энергии, приходящей на различные объекты или исходящей от таких объектов, употребляют термины *освещенность* и *яркость* соответственно.

2.3. Характеристики взаимодействия излучения со средой и уравнение переноса излучения

При распространении электромагнитного излучения в вакууме его интенсивность не изменяется. В реальных средах (в частности, в атмосферах планет и на их поверхностях) происходят различные процессы взаимодействия излучения со средой, приводящие к изменению его интенсивности. Основными механизмами взаимодействия излучения со средой являются: ослабление, рассеяние, поглощение, отражение и преломление (рефракция). К этим процессам следует добавить генерацию излучения самой средой.

В результате взаимодействия излучения с веществом происходит его *ослабление*, которое возникает из-за *поглощения* излучения веществом и его *рассеяния* в стороны от направления распространения. Физическая природа поглощения связана с переходом энергии излучения во внутреннюю энергию атомов и молекул атмосферного воздуха и аэрозольных частиц. Рассеяние излучения связано с *дифракцией* электромагнитных волн на аэрозольных частицах и на флуктуациях плотности воздуха.

Пусть излучение взаимодействует с веществом в элементарном объеме $dV = dS dl$. Для характеристики этого взаимодействия на основе анализа изменения энергии излучения, проходящей через среду, вводится *объемный коэффициент ослабления* α_λ . Определим его как *относительное ослабление энергии на единицу длины*. Пусть на площадку dS , расположенную перпендикулярно к направлению распространения, падает внутри телесного угла $d\Omega$ излучение с интенсивностью I_λ в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$ в течение времени dt (рис. 2.1).

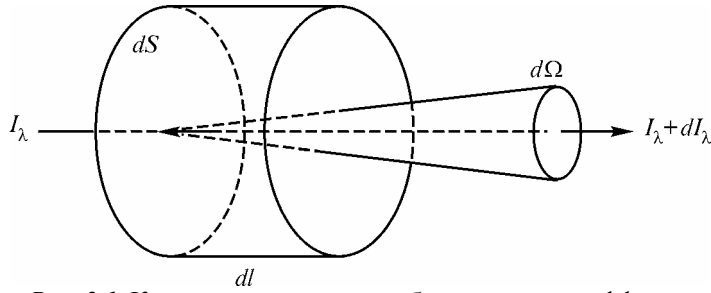


Рис. 2.1. К определению объемного коэффициента ослабления и выводу уравнения переноса излучения.

Количество энергии, падающей на площадку, будет равно $I_\lambda dS d\Omega d\lambda dt$. Если при распространении излучения вдоль пути dl будет происходить его ослабление, то на пути dl величина ослабления энергии будет, согласно определению объемного коэффициента ослабления, равна

$$dE_\lambda = \alpha_\lambda dl E_\lambda = \alpha_\lambda dl I_\lambda dS d\Omega d\lambda dt. \quad (2.3.1)$$

Откуда следует

$$\alpha_\lambda = \frac{dE_\lambda}{E_\lambda dl} = \frac{dE_\lambda}{I_\lambda dl dS d\Omega d\lambda dt} = \frac{dI_\lambda}{I_\lambda dl}. \quad (2.3.2)$$

Величина α_λ имеет размерность обратной длины¹.

Ослабление излучения, как мы отметили выше, есть сумма процессов рассеяния и поглощения. Соответственно, ослабление энергии излучения dE_λ складывается за счет рассеяния $dE_{\lambda s}$ и поглощения $dE_{\lambda a}$. Таким образом,

$$dE_\lambda = dE_{\lambda s} + dE_{\lambda a}. \quad (2.3.3)$$

Подставляя (2.3.3) в (2.3.2), получим

$$\alpha_\lambda = \sigma_\lambda + k_\lambda, \quad (2.3.4)$$

¹ Кажется нелогичным использование для величины с такой размерностью термина «объемный», вместо «линейный». Однако ниже мы выясним смысл подобной терминологии.

где σ_λ и k_λ – *объемные коэффициенты рассеяния и поглощения* соответственно. Эти коэффициенты зависят от длины (частоты) волны и рассматриваемой точки среды (т.е., например, $\sigma_\lambda = \sigma_\lambda(x, y, z)$), но не зависят от направления излучения в изотропной среде.

При рассмотрении ослабления излучения элементарным объемом dV мы приписали ослабляющие свойства ему как целому. Но в атмосферах планет излучение взаимодействует с содержащимися в объеме dV молекулами воздуха и аэрозольными частицами. Поэтому в атмосферной оптике используются также характеристики определенные для отдельной молекулы или отдельной частицы – сечения взаимодействия C_e . Понятие сечения по своей сути связано с характеристикой площади объекта и имеет размерность площади. Если бы была справедлива геометрическая оптика, то взаимодействие с излучением определяла бы площадь проекции объекта на направление распространения излучения (площадь тени объекта). Волновая природа излучения делает процесс взаимодействия более сложным. Однако для его наглядного описания удобно ввести эквивалентную случаю геометрической оптики площадь проекции частицы, определяющую взаимодействие и в данном случае (тень, но не реальную геометрическую, а условную). Эта площадь и называется сечением взаимодействия.

Между объемным коэффициентом ослабления и введенным выше сечением ослабления отдельных частиц, находящихся в объеме, существует связь:

$$\alpha_e = n C_e. \quad (2.3.5)$$

Объемный коэффициент ослабления равен произведению счетной концентрации частиц n на сечение ослабления одной частицы C_e , или, по-другому, он есть суммарное сечение ослабления частиц в единице объема¹.

Пусть теперь в элементарном объеме присутствуют различные частицы, и мы имеем M сортов частиц с сечениями $C_{e,i}$ и концентрациями n_i и, как и выше, все они взаимодействуют с излучением независимо. Тогда имеем

$$\alpha = \sum_{i=1}^M n_i C_{e,i}. \quad (2.3.6)$$

Формула (2.3.6) чрезвычайно удобна для практических расчетов, поскольку позволяет отдельно вычислять объемные коэффициенты ослабления для частиц каждого сорта как $\alpha_i = n_i C_{e,i}$, а потом просто их суммировать. В частности, стандартным является отдельный расчет *объемных коэффициентов молекулярного ослабления* α_m и *объемных коэффициентов аэрозольного ослабления* α_a и нахождение общего коэффициента ослабления как их суммы $\alpha = \alpha_m + \alpha_a$.

По аналогии с соотношениями (2.3.5) и (2.3.6) можно ввести формулы связи объемных коэффициентов рассеяния и поглощения с соответствующими сечениями

$$\sigma = \sum_{i=1}^M n_i C_{s,i}, \quad k = \sum_{i=1}^M n_i C_{a,i} \quad (2.3.7)$$

где $C_{s,i}$ и $C_{a,i}$ – сечения рассеяния и поглощения отдельных частиц.

В частности, для сложения молекулярных и аэрозольных характеристик справедливо

$$\sigma = \sigma_m + \sigma_a, \quad k = k_m + k_a, \quad (2.3.7a)$$

где σ_m – *объемный коэффициент молекулярного рассеяния*, σ_a – *объемный коэффициент аэрозольного рассеяния*, k_m – *объемный коэффициент молекулярного поглощения*, k_a – *объемный коэффициент аэрозольного поглощения*.

¹ Вот почему коэффициент все-таки не «линейный», а «объемный».

Рассмотрим подробнее рассеяние излучения на одной частице. В общем случае энергия рассеянного излучения зависит от направления рассеяния – такое рассеяние называется *анизотропным*. Если же зависимости энергии рассеяния от направления нет, то рассеяние *изотропно*. Для характеристики анизотропного рассеяния вводят *индикатрису рассеяния* – функцию, показывающую различия интенсивности рассеянного излучения в разных направлениях. При этом, как и для других характеристик, для индикатрисы используются не абсолютные, а относительные значения энергии рассеяния, то есть интенсивность рассеяния в заданном направлении делится (нормируется) на исходную интенсивность излучения, приходящего на частицу. Это приводит к следующему условию нормировки индикатрисы

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} x(\vec{r}) d\Omega = 1, \quad (2.3.8)$$

где $x(\vec{r})$ – индикатриса рассеяния в направлении \vec{r} , интеграл в (2.3.8) берется по всей сфере. Для изотропного рассеяния из условия (2.3.8) получаем $x(\vec{r}) \equiv 1$.

Направление рассеяния \vec{r} определяется *углом рассеяния* γ и *азимутом рассеяния* φ . Тогда обозначая $x(\vec{r}) = x(\gamma, \varphi)$, условие (2.3.8) можно переписать как

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi x(\gamma, \varphi) \sin \gamma d\gamma = 1, \quad (2.3.9)$$

В оптике атмосферы обычно имеют дело с такими процессами, для которых индикатриса зависит только от угла рассеяния и не зависит от азимута. Тогда интеграл по азимуту в (2.3.9) равен 2π и условие нормировки есть

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi x(\gamma) \sin \gamma d\gamma = 1. \quad (2.3.10)$$

Индикатрисе рассеяния $x(\gamma)$ можно придать вероятностный смысл, а именно – индикатриса рассеяния $x(\gamma)$ есть плотность вероятности рассеяния на угол γ .

Помимо ослабления излучения, возможно увеличение интенсивности излучения за счет *собственного излучения* внутри объема. Примерами его могут служить тепловое излучение в ИК диапазоне, а также различные свечения в атмосфере. Для характеристики собственного излучения среды введем *объемный коэффициент излучения* ε_λ . Если среда способна излучать энергию, то количество энергии dE_λ , излученное объемом $dV = dS dl$ в телесном угле $d\Omega$ за время dt в интервале длин волн $d\lambda$ будет пропорционально $dV d\Omega d\lambda dt$:

$$dE_\lambda = \varepsilon_\lambda dV d\Omega d\lambda dt \quad (2.3.11)$$

где коэффициент пропорциональности ε_λ называется *объемным коэффициентом излучения*. Из (2.3.11) следует, что

$$\varepsilon_\lambda = \frac{dE_\lambda}{dV d\Omega d\lambda dt}. \quad (2.3.12)$$

Следовательно, *объемный коэффициент излучения на длине волны λ есть количество энергии, излучаемое единичным объемом в единичный телесный угол за единицу времени*. Коэффициент излучения, в общем случае, зависит от длины волны, от координаты точки и, вообще говоря, от направления излучения $\varepsilon_\lambda(\vec{r})$. В атмосферной оптике мы будем рассматривать случаи собственного излучения атмосферы, не зависящего от направления излучения (изотропное излучение).

Несмотря на аналогичные названия, объемные коэффициенты ослабления и излучения принципиально различны: объемный коэффициент ослабления α_λ определен как отношение энергий, а объемный коэффициент излучения ε_λ – как энергия. Они имеют и разные размерности. Заметим, что из определения интенсивности излучения (2.2.1) вытекает простая связь ее с объемным коэффициентом излучения: $dI_\lambda = \varepsilon_\lambda dl$.

2.4. Уравнение переноса излучения

Пусть после прохождения излучением элементарного объема его интенсивность стала $I_\lambda + dI_\lambda$ – рис. 2.1. Тогда, по определению интенсивности (2.2.1), энергия, падающая на левую грань элементарного объема равна $I_\lambda dS d\Omega dt d\lambda$. Энергия, выходящая через правую грань, равна $(I_\lambda + dI_\lambda) dS d\Omega dt d\lambda$. По закону сохранения энергии, изменение энергии внутри объема равно уменьшению энергии за счет ослабления и увеличению ее за счет излучения. Согласно определениям интенсивности (2.2.1) и объемного коэффициента ослабления (2.3.1) уменьшение энергии равно $dE_e = \alpha_\lambda I_\lambda dl dS d\Omega dt d\lambda$, увеличение энергии за счет излучения дается формулой (2.3.11). Тогда

$$(I_\lambda + dI_\lambda) dS d\Omega dt d\lambda - I_\lambda dS d\Omega dt d\lambda = - I_\lambda \alpha_\lambda dl dS d\Omega dt d\lambda + \varepsilon_\lambda dl dS d\Omega dt d\lambda$$

Откуда получаем дифференциальное уравнение переноса излучения [16, 17, 26, 32, 33]

$$\frac{dI}{dl} = -\alpha I + \varepsilon, \quad (2.4.1)$$

(индексы длины волны опущены).

Рассмотрим случай ослабления при отсутствии излучения самой среды, то есть когда $\varepsilon = 0$. Дифференциальное уравнение переноса примет вид

$$\frac{dI}{dl} = -\alpha I.$$

Его общее решение есть

$$I(l) = I_0 \exp(-\alpha l), \quad (2.4.2)$$

где I_0 – начальное значение интенсивности (при $l = 0$). Таким образом, *интенсивность в ослабляющей среде убывает по экспоненциальному закону*. Это утверждение носит название *закона Бугера*.

В уравнении переноса интенсивность I , объемные коэффициенты ослабления α и излучения ε зависят от координаты точки l . В частности, в атмосфере планет все эти величины меняются с высотой. Явный учет этого обстоятельства, например, в законе Бугера приводит к выражению:

$$I(l) = I_0 \exp\left(-\int_0^l \alpha(l') dl'\right). \quad (2.4.3)$$

Интегрирование в (2.4.3) ведется вдоль траектории луча света, которая в общем случае может быть криволинейной из-за явления рефракции (связанного с изменением с высотой показателя преломления воздуха), вследствие которой траектории лучей света «изгибаются».

Рассмотрим геометрию лучей света в атмосфере – рис. 2.2. В качестве вертикальной координаты удобно использовать высоту, то есть направить вертикальную ось перпендикулярно поверхности Земли.

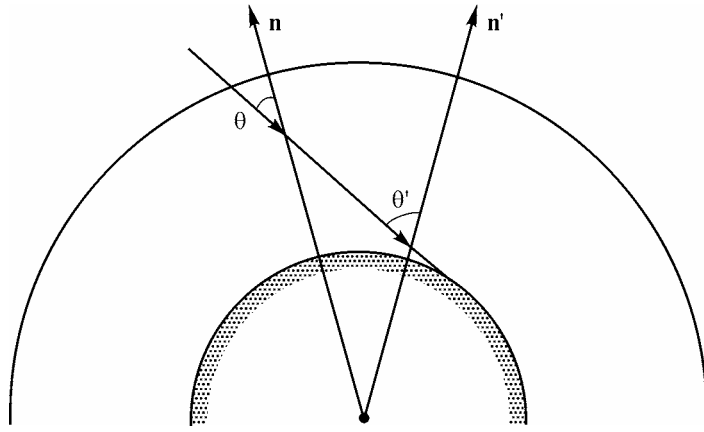


Рис. 2.2. К определению зенитного угла в сферической атмосфере.

Направление луча света характеризуется зенитным углом θ . Из-за сферичности атмосферы зенитный угол непрерывно меняется вдоль луча (углы θ и θ' на рис. 2.2). Однако, в силу того, что радиус Земли много больше толщины атмосферы, для широкого класса задач можно использовать приближение (модель) плоско-параллельной

атмосферы. В такой атмосфере зенитный угол θ любого луча постоянен и элемент траектории вдоль луча $dl = dz \cos \theta$.

Тогда для этой модели уравнение переноса (2.4.1) можно переписать с использованием высоты z

$$\cos \theta \frac{dI}{dz} = -\alpha(z)I + \varepsilon(z), \quad (2.4.4)$$

а для решения уравнения (2.4.3) будем иметь

$$I(z) = I_0 \exp\left(-\sec \theta \int_0^z \alpha(z') dz'\right). \quad (2.4.5)$$

Решение (2.4.5) используется для расчетов излучения, когда, как мы отметили выше, можно пренебречь собственным излучением среды и когда, как мы покажем ниже, можно пренебречь вкладом в $I(z)$ рассеяния.

Интеграл в показателе экспоненты в (2.4.5) является безразмерной величиной, которая называется *оптической толщиной (глубиной) $\tau(z)$* . В астрофизической литературе величина $\tau(z)$ часто называется оптическим расстоянием между двумя точками $(0, z)$. В атмосферной оптике принято отсчитывать оптическую толщину по вертикали от верхней границы атмосферы

$$\tau(z) = \int_z^\infty \alpha(z') dz'. \quad (2.4.6)$$

Важной характеристикой является *оптическая толщина (глубина) всей атмосферы планеты $\tau_0 = \tau(0)$* по вертикали:

$$\tau_0 = \int_0^\infty \alpha(z) dz, \quad (2.4.7)$$

можно говорить и об оптических толщинах отдельных атмосферных слоев. После введения оптической толщины решение уравнения переноса (2.4.5) записывается в простой форме, не зависящей явно от $\alpha(z)$:

$$I(z) = I_0 \exp(-\tau(z) \sec \theta). \quad (2.4.8)$$

Поскольку объемный коэффициент ослабления в общем случае определяется различными механизмами ослабления и различными ослабляющими атмосферными составляющими, то оптическая толщина есть сумма различных оптических толщин

$$\tau(z) = \sum_1^n \tau_i(z) \quad (2.4.9)$$

В частности, под τ_i понимают оптические толщины слоя $(0, z)$ за счет молекулярного и аэрозольного рассеяния и поглощения.

Величина $P(z) = \frac{I(z)}{I_0}$, характеризующая долю интенсивности излучения, прошедшего через атмосферу (или слой) и, согласно закону Бугера (2.4.5), равная

$$P(z) = \exp\left(-\sec \theta \int_0^z \alpha(z') dz'\right) \quad (2.4.10)$$

называется *функцией пропускания* (атмосферы, слоя). Отметим, что здесь речь идет о монохроматической функции пропускания. Доля поглощенного излучения $(1 - P(z))$ называется *функцией поглощения* $A(z)$.

Сформулированный основной закон ослабления – закон Бугера – фактически содержит важное предположение о том, что *процессы ослабления линейны* и не зависят от интенсивности падающего излучения и количества ослабляющего вещества. Отметим, что в атмосферной оптике наблюдаются и отклонения от этого приближения, например, в случае распространения в атмосфере мощного излучения лазеров.

Аналогично введенному предположению о линейности процессов ослабления, можно ввести предположение о линейности процессов излучения. При этом, как формальное утверждение, можно записать:

$$dI \text{ (собственное излучение)} = -\alpha_v \tilde{B} dl = C_v n B dl, \quad (2.4.11)$$

где B – некоторая *функция источников (источника) излучения* (соотношение (2.4.11) является ее определением). Используя введенную функцию источников, уравнение переноса излучения (уравнение (2.4.1)) можно записать следующим образом:

$$\frac{dI}{dl} = -\alpha I + \varepsilon_v = -\alpha I + \alpha \tilde{B} \quad (2.4.12)$$

Из сравнения уравнений (2.4.1) и (2.4.12) очевидна связь между коэффициентом излучения и функцией источников:

$$\varepsilon_v = \alpha_v \tilde{B} \quad \text{или} \quad \tilde{B} = \frac{\varepsilon_v}{\alpha_v} \quad (2.4.13)$$

Рассмотрим ситуацию, когда имеют место и процессы ослабления, и процессы излучения в среде, но нет рассеяния излучения. Это стандартный случай при описании распространения в атмосфере собственного излучения в ИК и МКВ диапазонах, когда пренебрегают рассеянием в силу его малости. В этом случае коэффициент ослабления равен коэффициенту поглощения $\alpha_v = k_v$. Общее решение уравнения переноса с учетом ослабления и собственного излучения в этом случае имеет вид:

$$I(z) = I_0 \exp\left(-\sec \theta \int_0^z k(z') dz'\right) + \sec \theta \int_0^z \varepsilon(z') \exp\left(-\sec \theta \int_{z'}^z k(z'') dz''\right) dz' \quad (2.4.14)$$

Первое слагаемое в (2.4.14) описывает поглощение исходного излучения с интенсивностью I_0 , второе слагаемое описывает генерацию собственного излучения, которое также поглощается по пути от точки испускания z' до конечной высоты z .

Функции $\exp\left(-\sec\theta\int_0^z k(z')dz'\right)$ и $\exp\left(-\sec\theta\int_{z'}^z k(z'')dz''\right)$ в (2.4.14) являются функциями пропускания для исходного и собственного излучения, соответственно. Введя обозначение для функции пропускания

$$P(z_1, z_2, \theta) = \exp\left(-\sec\theta\int_{z_1}^{z_2} \alpha(z')dz'\right) \quad (2.4.15)$$

выражение (2.4.14) можно записать более кратко:

$$I(z) = I_0 P(0, z, \theta) + \sec\theta\int_0^z \varepsilon(z')P(z', z, \theta)dz'. \quad (2.4.16)$$

2.5. Собственное излучение среды

Атмосферы планет и их поверхности генерируют излучение, которое называют *собственным излучением*. Квантовая механика трактует возникновение излучения как процесс перехода молекулы или атома из возбужденного внутреннего квантованного состояния в более низкое энергетическое состояние. При переходе молекулы из состояния E_2 в состояние E_1 (где $E_2 > E_1$) происходит излучение кванта энергии $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$. При такой трактовке излучение будет отсутствовать, если все молекулы будут находиться в основном (невозбужденном) состоянии. Однако, если среда не находится при температуре абсолютного нуля, всегда есть определенная доля молекул в возбужденных состояниях и, значит, будет генерироваться излучение, т.к. всегда есть не нулевая вероятность перехода молекулы из состояния E_2 в состояние E_1 (см. раздел 3). Кроме того, наличие молекул или атомов в возбужденных состояниях может быть обусловлено внешним воздействием. Поэтому собственное излучение среды можно классифицировать на основе рассмотрения процессов, приводящих к появлению молекул в возбужденных состояниях. Г.С. Ландсберг [20] дает следующую классификацию собственного излучения.

Хемилюминесценцией называют излучение, возникающее за счет возбуждения молекул при химических реакциях. В этом случае процесс излучения сопровождается изменениями химического состава вещества и уменьшением его внутренней энергии.

Если процесс излучения среды обусловлен падающим на нее внешним э.м. излучением, то такой процесс излучения называется *фотолюминесценцией*. В этом случае для поддержания такого излучения необходимо непрерывно сообщать веществу энергию в виде излучения.

Если возбуждение среды происходит за счет электрического воздействия, то такой тип излучения называют *электролюминесценцией*. Это, например, свечение газов под действием проходящего через него электрического тока – тлеющего разряда, электрической дуги, искры. Возбуждение молекул и атомов может происходить также под воздействием различных частиц с высокими энергиями. Это также может явиться причинами различных свечений атмосферы.

Особый тип излучения, играющий фундаментальную роль в оптике атмосферы, в частности, в формировании излучения в ИК области спектра – *равновесное (тепловое) излучение*. Такое излучение среды возникает при условии выполнимости в ней термодинамического (теплового) равновесия. В этом случае излучение остается неизменным, если выделение энергии излучения компенсируется притоком соответствующего равного количества энергии в виде тепла. При тепловом излучении среда находится в таком состоянии, при котором с течением времени распределение энергии между средой и полем излучения не меняется. С этой точки зрения, упомянутые выше виды собственного излучения среды – хемилюминесценция, фотолюминесценция и

т. д. – не являются равновесными. Например, хемилюминесценция сопровождается химическими изменениями среды. Процесс такого непрерывного излучения будет продолжаться до тех пор, пока может протекать химическая реакция, и среда все более и более удаляется от первоначального состояния.

Решение уравнения переноса (2.4.14) следует признать формальным, поскольку мы еще не выяснили физический смысл коэффициента излучения ε . Собственное излучение атмосферы может быть обусловлено различными физическими причинами (напомним, что мы предполагаем, как и раньше, что в среде отсутствуют процессы рассеяния). Оно, как показано выше, бывает *тепловое (равновесное)* и *неравновесное*. Прежде чем перейти к рассмотрению теплового излучения напомним некоторые важные определения.

Термодинамическим равновесием называют такое состояние среды, при котором температура вещества везде постоянна, отсутствуют движения его масс, и оно перемешано таким образом, что в нем не может возникнуть диффузия или какое-либо иное движение вещества [37, 38]. Строго говоря, термодинамическое равновесие осуществляется в замкнутой полости, стенки которой нагреты до некоторой постоянной температуры T . Стенки полости будут излучать и поглощать электромагнитное излучение. Состояние термодинамического равновесия характеризуется тем, что каждый процесс уравновешивается противоположным процессом. Отсюда, в частности, следует, что интенсивность излучения в такой полости (при термодинамическом равновесии) не зависит ни от места, ни от направления. Если бы это было не так, то совершался бы переход энергии из одного места в другое в некоторых направлениях. Кроме того, термодинамические рассуждения показывают, что плотность излучения в такой полости зависит только от частоты (длины волны) и температуры, но не зависит от природы излучателей – стенок этой полости и вещества, содержащегося в ней. Такое излучение называют *равновесным или тепловым*. Если представить, что в рассматриваемой полости имеется небольшое отверстие, то его можно рассматривать как отверстие в абсолютно черном теле, т.к. внешнее излучение, падающее на это отверстие, практически полностью поглотится в этом теле и не будет выходить из него. Таким образом, равновесное излучение следует рассматривать как излучение *абсолютно черного тела (АЧТ)*.

Квантовая теория дает следующее выражение для интенсивности абсолютно черного излучения (формула Планка):

$$I_{eq}(\nu, T) = B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp \frac{h\nu}{k_B T} - 1}. \quad (2.5.1)$$

где T – температура, k_B – постоянная Больцмана. Интенсивность равновесного излучения не зависит от направления, т.е. равновесное излучение является изотропным.

Выражение для интенсивности абсолютно черного излучения можно записать и в следующем виде (если использовать длины волн):

$$B(\lambda, T) = \frac{\nu^2}{c} B(\nu, T) = \frac{c_1}{\pi \lambda^5 (\exp(c_2 / \lambda T) - 1)}. \quad (2.5.2)$$

Здесь

$$c_1 = 2\pi hc^2,$$

$$c_2 = hc / k_B$$

так называемые *первая и вторая радиационные постоянные*. Оба вида функции Планка приведены на рис. 2.3. Отметим, что на рисунке представлены три шкалы абсцисс: для разных температур излучения (6000 К – излучение Солнца, 250 К – излучение земной атмосферы), а также для функции $B(\lambda, T)$. Приведенная кривая $B(\lambda, T)$ иллюстрирует

важную особенность. При температуре абсолютно черного излучения $T = 6000 \text{ K}$ (солнечное излучение) только 0.4 % полной энергии излучения приходится на длины волн большие 5 мкм. При температуре излучения 250 К (излучение земной атмосферы) только 0.4 % полной энергии излучения приходится на длины волн менее 5 мкм. Таким образом, с практической точки зрения энергии солнечного и атмосферного излучения можно рассматривать независимо.

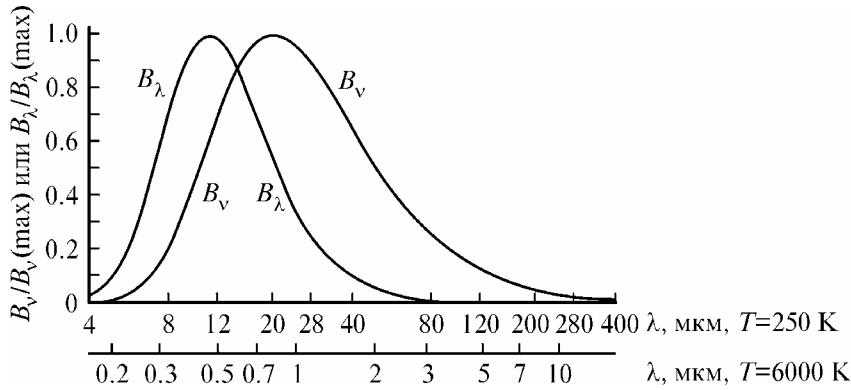


Рис. 2.3. Функция Планка.

Интегрирование выражения (3.5.1) по всем частотам дает интегральную (полную) интенсивность равновесного (абсолютно черного) излучения:

$$\int_0^{\infty} B(\nu, T) d\nu = \frac{\sigma_B T^4}{\pi} \quad (2.5.3)$$

Выражение (2.5.3) есть закон Стефана–Больцмана, показывающий, что интегральное равновесное излучение пропорционально четвертой степени температуры (σ_B – постоянная Стефана–Больцмана). Поведение функции Планка вдали от ее максимальных значений существенно различно. Поэтому в атмосферной оптике часто используют два приближения.

При $\lambda \rightarrow \infty$ или $\nu \rightarrow 0$

$$B(\nu, T) \rightarrow \frac{2k_B T \nu^2}{c^2} \quad (2.5.4)$$

$$B(\lambda, T) \rightarrow \frac{2k_B T c}{\lambda^4} \quad (2.5.5)$$

Выражения (2.5.4) и (2.5.5) известны как закон Релея–Джинса.

При $\lambda \rightarrow 0$ или $\nu \rightarrow \infty$

$$B(\nu, T) \rightarrow \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \quad (2.5.6)$$

$$B(\lambda, T) \rightarrow \frac{2hc^2}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{hc}{k_B \lambda T}\right) \quad (2.5.7)$$

Эти выражения носят название закона Вина. На основе формул функции Планка излучение можно характеризовать яркостной температурой (радиояркостной для МКВ диапазона спектра). Яркостная температура есть температура излучения АЧТ, дающее измеренную (или рассчитанную) интенсивность излучения.

Несомненно, атмосферы планет не находятся в термодинамическом равновесии по многим причинам. Во-первых, температура атмосферы меняется от точки к точке, во-вторых, атмосфера находится в непрерывном движении и т. д. Наличие верхней внешней «границы» в атмосферах планет, само уходящее излучение планет свидетельствуют об

отличии атмосфер от идеализированной замкнутой полости, которую мы использовали для получения законов равновесного излучения. Как следствие, поля излучения в атмосферах планет сильно отличаются от поля излучения при термодинамическом равновесии. Несмотря на это, понятие термодинамического равновесия в локальном смысле применимо к атмосферам планет. Указанное предположение называется предположением *о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР)* в атмосферах планет, и оно позволяет существенно упростить рассмотрение вопроса о переносе собственного излучения атмосферы. Его можно с успехом применять к ограниченным объемам атмосферы в нижних, относительно плотных, слоях атмосфер планет. Обоснование этого важного предположения было сделано астрофизиками применительно к фотосферам звезд. Приведем их рассуждения [32, 33] для атмосфер планет.

Условия в элементарном объеме атмосферы также, вообще говоря, далеки от условий термодинамического равновесия. Это обусловлено неизотропностью падающего на него излучения, например, солнечного. Однако, излучение, поглощаемое элементарным объемом, в сильной степени им «перерабатывается». Как известно из термодинамики, такая переработка идет в направлении установления термодинамического равновесия. Поэтому можно предположить, что в каждом объеме атмосферы коэффициент излучения связан с коэффициентом поглощения таким же соотношением, как и при термодинамическом равновесии с некоторой температурой T , характерной для данного места.

Рассмотрим излучение при термодинамическом равновесии (в изолированной полости). Применим к этому случаю уравнение переноса (2.4.1). Так как в этом случае $dI/ds = 0$, а $I = B(\lambda, T)$, то

$$\varepsilon = \alpha B(\lambda, T) \quad (2.5.8)$$

Если принять, что коэффициент ослабления для рассматриваемого случая есть коэффициент поглощения $\alpha = k$, то формула (2.5.8) выражает *закон Кирхгофа* – при термодинамическом равновесии отношение коэффициента излучения к коэффициенту поглощения равно интенсивности излучения, являющейся универсальной функцией от частоты и температуры (функции Планка). Если выполняется закон Кирхгофа, то можно записать решение (2.4.14), т.е. интенсивность теплового излучения в виде:

$$I_\nu(z) = I_{\nu,0} \exp\left(-\sec\theta \int_0^z k_\nu(z') dz'\right) + \sec\theta \int_0^z k_\nu(z') B_\nu(T(z')) \exp\left(-\sec\theta \int_{z'}^z k_\nu(z'') dz''\right) dz' \quad (2.5.9)$$

Таким образом, интенсивность теплового излучения можно вычислить, если заданы температура и коэффициент поглощения как функции высоты в атмосфере.

2.6. Уравнение переноса солнечного излучения

Рассмотрим случай рассеяния излучения в атмосферах планет при пренебрежении собственным излучением. Такие задачи возникают при расчетах полей солнечного излучения в УФ, видимом и БИК диапазонах спектра. Казалось бы, в отсутствии собственного излучения атмосферы коэффициент излучения должен быть равным нулю. Однако, это не так, поскольку теперь в среде присутствует поле рассеянного солнечного излучения. Поэтому на элементе пути dl будет происходить увеличение интенсивности за счет дополнительного рассеяния излучения, приходящего в объем среды с различных направлений и рассеивающегося в направлении исходного падающего излучения I_0 .

Найдем выражение для коэффициента излучения, обусловленного рассеянием. Пусть на элементарный объем среды $dV = dl \cdot dS$ (рис. 2.4) падает излучение интенсивности I из направления \vec{r} .

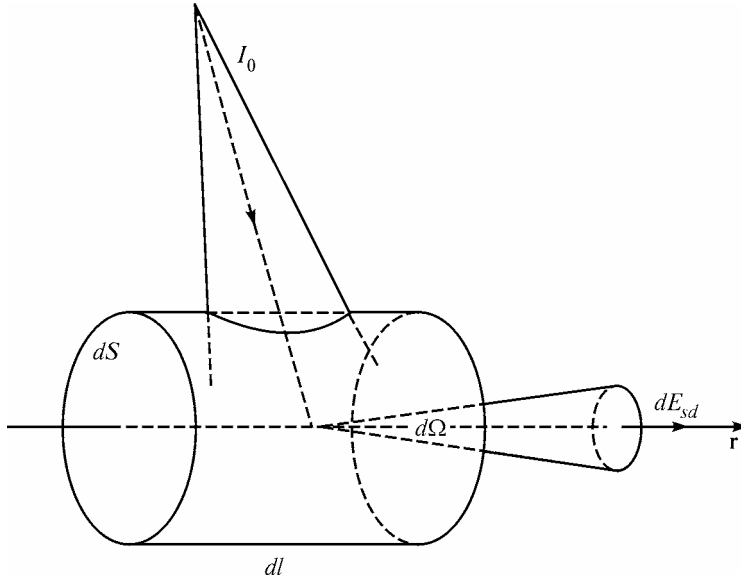


Рис. 2.4. К выводу уравнения переноса рассеянного излучения.

Интенсивность излучения, рассеянного в направлении ориентации элементарного объема, пропорциональна исходной интенсивности I , объемному коэффициенту рассеяния σ и индикатрисе рассеяния, откуда с учетом условия нормировки индикатрисы (2.3.8) следует выражение для объемного коэффициента излучения, обусловленного рассеянием излучения, приходящего из направления \vec{r}

$$\varepsilon(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} x(\vec{r}) \sigma I. \quad (2.6.1)$$

Из «правил сложения» (2.3.7, 2.3.7 а) и нормировки индикатрисы (2.3.8) следует, что для нахождения общей индикатрисы рассеяния частиц M сортов достаточно нормировать ее суммарное значение $\sum_{i=1}^M \sigma_i x_i(\vec{r})$. Отсюда следует «правило сложения» для индикатрис:

$$x(\vec{r}) = \frac{\sum_{i=1}^M \sigma_i x_i(\vec{r})}{\sum_{i=1}^M \sigma_i}. \quad (2.6.2)$$

В частности, для «суммы» молекулярной и аэрозольной индикатрис имеем:

$$x(\vec{r}) = \frac{\sigma_m x_m(\vec{r}) + \sigma_a x_a(\vec{r})}{\sigma_m + \sigma_a}$$

Вернемся к объемному коэффициенту излучения $\varepsilon(\vec{r})$. Для получения входящего в уравнение переноса значения ε надо учесть интенсивность рассеянного излучения, приходящего со всех направлений, то есть проинтегрировать $\varepsilon(\vec{r})$ по всей сфере. В результате получаем *уравнение переноса для рассеянного излучения*:

$$\cos\theta \frac{dI}{dz} = -\alpha(z)I + \frac{1}{4\pi} \sigma(z) \int_{4\pi} x(z, \vec{r}) I(\vec{r}) d\Omega. \quad (2.6.3)$$

Для полного определения уравнения (2.6.3) необходимо ввести в него конкретную геометрию, однако, мы отложим это до раздела 7.

Уравнение (2.6.3) в общем случае не имеет решения в виде явного аналитического выражения. Изучение уравнения переноса рассеянного излучения, получение его частных аналитических решений, разработка численных методов расчетов интенсивности и потоков рассеянного излучения, являются предметом *теории переноса излучения*.

2.7. Комплексный показатель преломления. Поляризация излучения

Выше излучение рассматривалось с точки зрения переноса и трансформации его энергии. Однако для описания ряда процессов (рассеяния, отражения) этого не достаточно и требуется более глубокое рассмотрение электромагнитной природы излучения, в частности, свойств, связанных с его *поляризацией*.

Для математического описания поляризации необходимы соотношения, связанные с комплексной формой записи электромагнитных волн. В представлении плоской электромагнитной волны (2.1.1) функция «косинус» выбрана условно. Мы могли бы использовать синус, изменив начальную фазу δ на $\pi/2 + \delta$ или линейную комбинацию синуса и косинуса, поскольку $\sin(x + \delta) = a \sin x + b \cos x$, где $a = \cos \delta$, $b = \sin \delta$. Обычно конкретное значение начальной фазы не играет роли. Тогда можно записать выражение для электромагнитной волны (2.1.1) единообразно и без явного использования δ с помощью формулы Эйлера для комплексной экспоненты

$$e^{ix} = \cos x + i \sin x. \quad (2.7.1)$$

Использование формулы Эйлера (2.7.1) позволяет записать (2.1.1) в *комплексной форме*

$$E(x, t) = E_0 \exp\left(i\left(2\pi\nu t - \frac{2\pi}{\lambda} x\right)\right), \quad (2.7.2)$$

где $E(x, t)$ – комплексная напряженность электрического поля, для перехода от которой к имеющей физический смысл вещественной напряженности достаточно взять линейную комбинацию вещественной и мнимой частей (2.7.2). Обычно, для простоты, берут одну вещественную часть, то есть косинус.

Введя комплексную форму (2.7.2), мы сразу обнаружим еще одно её преимущество перед вещественной (2.1.1). Теперь мы можем легко разделить зависимости напряженности электрического поля от пространственной координаты и времени

$$E(x, t) = E'(x) \exp(i 2\pi\nu t), \quad (2.7.3)$$

где

$$E'(x) = E_0 \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} x\right) \quad (2.7.4)$$

есть *комплексная амплитуда* напряженности электрического поля электромагнитной волны. Форма записи (2.7.4) имеет большое значение, поскольку стандартно в оптике рассматривают стационарные волны, амплитуда которых не меняется со временем. В этом случае для их анализа нам достаточно оперировать только с комплексными амплитудами $E'(x)$.

Для мощности (т.е. энергии в единицу времени) электромагнитной волны выше было получено выражение (2.1.5) $W = \frac{1}{2} E_0^2$. Очевидно, интенсивность излучения пропорциональна W . Указанные рассуждения и аналогичный вывод формул приводят для комплексной формы записи к выражению для интенсивности излучения:

$$I = E'(x) E'^*(x). \quad (2.7.5)$$

где «звездочкой» обозначено комплексное сопряжение, а коэффициент пропорциональности здесь и далее в аналогичных формулах для простоты опущен.

Следующее преимущество использования комплексных чисел очевидно при рассмотрении затухающих электромагнитных волн. Для них, как известно из общего

курса физики, амплитуда E_0 в (2.7.4) убывает в пространстве по экспоненциальному закону

$$E_0(x) = E_0 \exp(-\beta x), \quad (2.7.6)$$

где β – коэффициент затухания.

Покажем, что соотношение (2.7.6) полностью согласуется с введенным ранее законом Бугера (2.4.2). Действительно, интенсивность излучения $I(x) = \frac{1}{2} E_0^2(x)$. Тогда

$$I(x) = \frac{1}{2} E_0^2 \exp(-2\beta x) = I_0 \exp(-2\beta x). \quad (2.7.7)$$

Здесь $2\beta = \alpha$, где α – введенный нами ранее объемный коэффициент ослабления, а $I_0 = \frac{1}{2} E_0^2$.

Введем затухание электромагнитной волны в выражение (2.7.4)

$$E'(x) = E_0 \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda} x - \beta x\right], \quad (2.7.8)$$

или, учитывая форму записи (2.1.3),

$$E'(x) = E_0 \exp\left[-i \frac{2\pi n \nu}{c} x - \beta x\right], \quad (2.7.9)$$

где n – показатель преломления среды.

Преобразуем выражение для показателя экспоненты формулы (2.7.9) следующим образом, учитывая $i^2 = -1$:

$$\begin{aligned} -i \frac{2\pi n \nu}{c} x - \beta x &= -i \frac{2\pi n \nu}{c} x + i^2 \beta x = -i \left(\frac{2\pi n \nu}{c} - i\beta \right) x = \\ &= -i 2\pi \nu c \left(n - i \frac{\beta c}{2\pi \nu} \right) x \end{aligned} \quad (2.7.10)$$

Выражение в скобках $n - i \frac{\beta c}{2\pi \nu}$ называется *комплексным показателем преломления* (сокращенно – КПП) вещества среды и обозначается $m = n - i\kappa$. Тогда комплексная амплитуда затухающей волны запишется как

$$E'(x) = E_0 \exp\left[-i \frac{2\pi \nu m}{c} x\right], \quad (2.7.11)$$

т.е. совершенно аналогично (2.1.3), но показатель преломления среды теперь надо брать комплексным. Итак, *смысл ввода КПП – единообразие записей уравнений электромагнитных волн в средах с поглощением и без поглощения*. Вещественная часть КПП – это «обычный» показатель преломления. Его мнимая часть характеризует поглощение излучения в среде.

Покажем, что мнимая часть КПП $\kappa = \frac{\beta c}{2\pi \nu}$ связана с объемным коэффициентом молекулярного поглощения среды, который мы здесь обозначим α . Действительно, из приведенных выше соотношений (2.7.7)–(2.7.10) следует

$$\kappa = \alpha \frac{c}{4\pi v}. \quad (2.7.12)$$

Рассмотрим поляризацию э.м. излучения. Для описания поляризации излучения используем в качестве модели э.м. волны перемещение всей кривой $y = \sin(kx)$ вдоль X с постоянной скоростью (для наглядности можно представить, что синусоида изготовлена из проволоки) – рис. 2.5.

В двумерном случае в качестве характеристики волны вводится ее амплитуда A . Однако в трехмерном пространстве синусоиду с одной и той же амплитудой можно перемещать вдоль оси X по-разному. Например, располагая ее в разных плоскостях с наклоном к плоскости XY – рис. 2.5 а. Можно совместить движение синусоиды вдоль оси X с вращением вокруг нее – рис. 2.5 б, причем имеется два направления вращения – вправо и влево. Наконец, при вращении вокруг оси можно еще и сжимать синусоиду в одной из плоскостей – рис. 2.5 в. Таким образом, выясняется, что волны с одной и той же амплитудой в трехмерном пространстве могут существенно различаться. Следовательно, одной амплитуды для описания волны в пространстве мало, и надо вводить дополнительные характеристики. Совокупность этих дополнительных характеристик и определяет поляризацию волны. Отсюда следует, что поляризация излучения – свойства э.м. волны, характеризующие особенности ее распространения в трехмерном пространстве, где вследствие того, что волна является поперечной, волны с одинаковой амплитудой могут быть существенно различными.

Случай, когда синусоида расположена в одной плоскости (рис. 2.5 а) соответствует *линейной поляризации*, плоскость в которой расположена синусоида есть *плоскость поляризации*. Случай вращения синусоиды без сжатия (рис. 2.5 б) – это *круговая поляризация*, причем в зависимости от направления вращения говорят о *правой* и *левой* поляризации. Случай вращения синусоиды со сжатием (рис. 2.5 в) соответствует *эллиптической поляризации*. Это общий случай, поскольку круговая поляризация является частным случаем эллиптической, а линейная – вырожденным случаем (когда при предельно сильном сжатии эллипс вырождается в отрезок).

Поляризация существенна, когда в среде, где распространяется волна, имеет место *анизотропия*, то есть различия свойств среды в зависимости от направления в пространстве. Продолжая пример с движением синусоиды, рассмотрим условный случай, когда в пространстве имеется «стенка» в плоскости XZ (рис. 2.5). Тогда единственным возможным положением синусоиды будет движение параллельное «стенке», то есть волна будет линейно поляризована в плоскости XZ .

Перейдем от плоской электромагнитной волны к трехмерной. Уравнение (2.7.3) сохранит свой вид, но напряженность электрического поля теперь будет вектором (комплексным!) в плоскости YZ :

$$\vec{E}'(x, t) = \vec{E}'(x) \exp(i 2\pi \nu t). \quad (2.7.12)$$

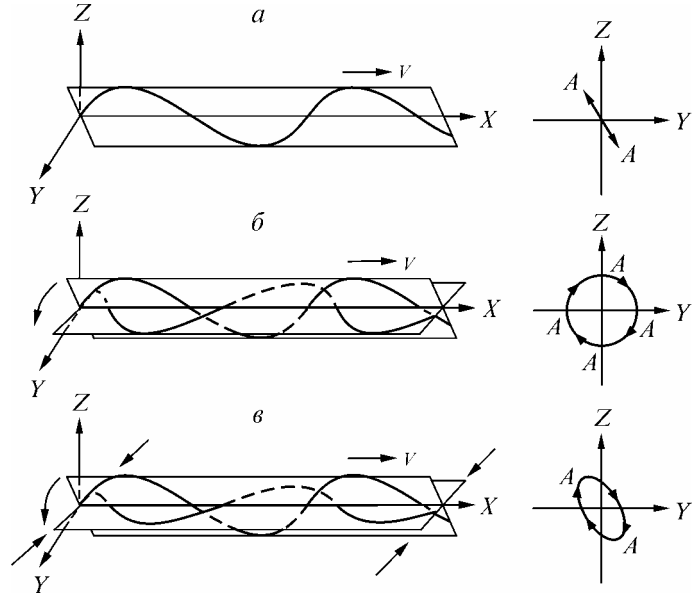


Рис. 2.5. Модель волны в пространстве. а – движение в одной плоскости, б – движение с вращением, в – движение с вращением и сжатием.

В дальнейшем у комплексных амплитуд для простоты не будем указывать штрихи и вектора.

Вектор E в плоскости YZ , как мы выяснили, рассматривая поляризацию, описывает эллипс – рис. 2.6.

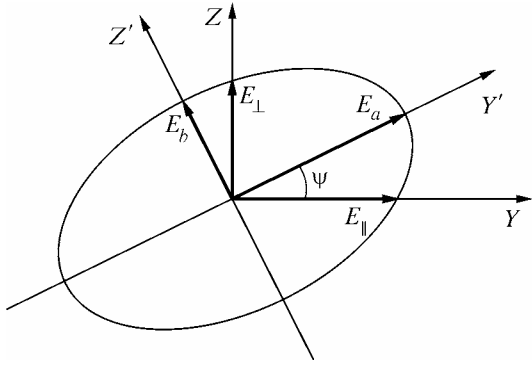


Рис. 2.6. Эллипс поляризации.

Его положение полностью определяется большой и малой полуосями E_a и E_b и углом ψ между осью Y и большой полуосью эллипса. Однако, подобные параметры описания трехмерной волны неудобны и для экспериментальных измерений, и для теоретического анализа, поскольку не являются однородными (имеют разные размерности). В эксперименте поляризационные характеристики измеряют обычно при пропускании света через *поляризаторы* – специальные устройства (кристаллические пластинки), пропускающие

только определенным образом поляризованный свет. Поэтому для экспериментальных измерений вводят *вектор параметров Стокса* – вектор из четырех вещественных компонент (I, Q, U, V), которые определяются в четырех (мысленных) экспериментах по схеме, изображенной на рис. 2.7.

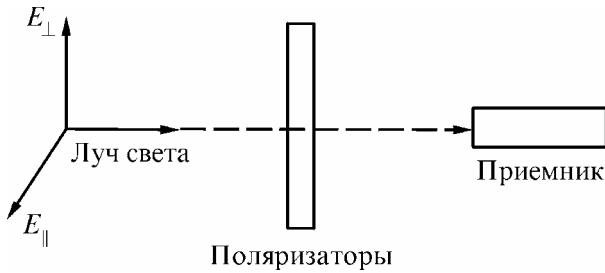


Рис. 2.7. К определению параметров Стокса.

Эксперимент 1: поляризаторы отсутствуют. Тогда первый параметр Стокса – интенсивность излучения I . Она, как показано ранее, пропорциональна квадрату напряженности электрического поля. Для вектора это приводит к выражению:

$$I = (E_a E_a^* + E_b E_b^*). \quad (2.7.13)$$

Нам, однако, понадобится выражение для интенсивности не через полуоси эллипса E_a и E_b , а через проекции вектора электрического поля в любой прямоугольной системе координат YZ , повернутой относительно главных осей на угол ψ – рис. 2.6. Обозначим эти проекции как E_{\parallel} и E_{\perp} и выразим их координаты в $Y'Z'$ через полуоси эллипса

$$E_{\parallel} = (E_a \cos \psi, E_b \sin \psi); \quad E_{\perp} = (E_a \sin \psi, E_b \cos \psi). \quad (2.7.14)$$

Из (2.7.14) следует, что

$$E_a E_a^* + E_b E_b^* = E_{\parallel} E_{\parallel}^* + E_{\perp} E_{\perp}^*,$$

откуда окончательно получаем выражение для интенсивности излучения

$$I = (E_{\parallel} E_{\parallel}^* + E_{\perp} E_{\perp}^*). \quad (2.7.15)$$

Эксперимент 2: горизонтальный и вертикальный поляризаторы. Сначала проводим измерение интенсивности, прошедшей горизонтальный поляризатор, потом – вертикальный. Второй параметр Стокса Q – разность этих интенсивностей. Поскольку через горизонтальный поляризатор пройдет лишь E_{\parallel} , через вертикальный – E_{\perp} , то из (2.7.5) непосредственно получаем

$$Q = (E_{\parallel} E_{\parallel}^* - E_{\perp} E_{\perp}^*). \quad (2.7.16)$$

Эксперимент 3: поляризаторы, повернутые на $+45^\circ$ и -45° от горизонтали. Сначала проводим измерение интенсивности, прошедшей первый поляризатор, потом – второй. Третий параметр Стокса U – их разность. Каждый из этих поляризаторов пропустит лишь составляющую вектора электрического поля в направлении своего поворота. Для нахождения проекции электрического вектора на направление $+45^\circ$ вспомним, что, как известно из линейной алгебры, проекция вектора на направление равна его скалярному произведению на единичный вектор в данном направлении или, что то же самое, скалярному произведению на любой вектор данного направления, деленному на его длину. Направление $+45^\circ$ имеет координаты $(1, 1)$, следовательно, искомая проекция есть $\frac{E_{\parallel} + E_{\perp}}{\sqrt{1+1}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} + E_{\perp})$. Аналогично координаты направления -45° есть $(1, -1)$ и проекция $\frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} - E_{\perp})$. Для разности интенсивностей – параметра U получаем согласно (2.7.5)

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} + E_{\perp}) \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} + E_{\perp})^* - \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} - E_{\perp}) \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{\parallel} - E_{\perp})^*$$

и окончательно

$$U = (E_{\parallel} E_{\perp}^* + E_{\perp} E_{\parallel}^*). \quad (2.7.17)$$

Эксперимент 4: правый и левый круговые поляризаторы. Сначала проводим измерение интенсивности, прошедшей правый поляризатор, потом левый. Четвертый параметр Стокса V – их разность.

Для V имеем (без вывода)

$$V = i(E_{\parallel} E_{\perp}^* - E_{\perp}^* E_{\parallel}). \quad (2.7.18)$$

Отметим, что, несмотря на комплексную форму записи (2.7.15)–(2.7.18), все параметры Стокса – вещественные числа. Они полностью определяют поляризованное излучение. Среди параметров Стокса только три независимых, поскольку из (2.7.10)–(2.7.13) непосредственно следует тождество

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2, \quad (2.7.19)$$

соответствующее тому, что электромагнитная волна однозначно определяется тремя эллиптическими параметрами.

Выше рассматривалась абстрактная электромагнитная волна. В реальности волны испускаются различными источниками излучения, имеющими определенные пространственные размеры (пример – Солнце). Для протяженного источника, электромагнитные волны, генерируемые каждой его точкой, независимы (некогерентные). Это приводит к тому, что в суммарном излучении от всех точек источника в равной степени присутствуют волны с эллипсами любой ориентации. Такое излучение называется *естественным* или *неполяризованным*. В силу отсутствия у естественного излучения выделенного направления ориентации эллипсов электромагнитных волн, его интенсивность при прохождении поляризатора не зависит от угла поворота. Поэтому все описанные выше определения параметров Стокса, использующие разности подобных интенсивностей, дадут нулевой результат. Следовательно, для естественного излучения вектор Стокса есть $(I, 0, 0, 0)$, где I – интенсивность неполяризованного излучения.

В противоположность естественному, излучение, рассмотренное выше при определении параметров Стокса, с эллипсами постоянной ориентации, называется

полностью поляризованным. В реальности оно возникает при определенных типах взаимодействия излучения с веществом (например, при отражении под углом Брюстера). Самый общий случай – *частично поляризованное излучение*, которое проще всего трактовать как смесь неполяризованного и полностью поляризованного. Как следует из вышеизложенного, для описания неполяризованного излучения достаточно одной его интенсивности I . С другой стороны, полностью поляризованное излучение можно описать тремя параметрами Стокса Q , U и V , поскольку для него соотношение (2.7.19) позволяет определить по ним интенсивность I . Таким образом, для частично поляризованного излучения требуются уже все четыре параметра Стокса, которые в этом общем случае независимы.

Для любого излучения отношение частей выражения (2.7.19) называется *степенью поляризации*

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} . \quad (2.7.20)$$

Для полностью поляризованного излучения $P = 1$, для естественного $P = 0$, для частично поляризованного $0 < P < 1$, и, чем ближе P к 1, тем сильнее поляризовано излучение. Степень поляризации обычно выражают в процентах. Соотношение (2.7.20) не всегда удобно на практике, поскольку требует измерения всех параметров Стокса. Часто поступают проще: измеряют зависимость интенсивности излучения при его прохождении через линейный поляризатор от угла поворота поляризатора, делающего полный оборот, и вычисляют

$$P_l = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} , \quad (2.7.21)$$

где I_{\max} и I_{\min} – максимальное и минимальное значение интенсивности. Величина P_l очевидно определяется различием между большой и малой полуосями эллипса поляризации. Ее часто также называют степенью поляризации, но во избежание путаницы, лучше употреблять уточняющий термин *степень линейной поляризации* (или *степень линейности поляризации*). Действительно, для полностью линейно поляризованного излучения $P_l = 1$, но для эллиптически поляризованного $P_l < 1$, а для круговой поляризации вообще $P_l = 0$. Поэтому для любого излучения (2.7.21) совпадет с (2.7.20) лишь в случае его линейной поляризации.

Раздел 3. Молекулярное поглощение в атмосфере

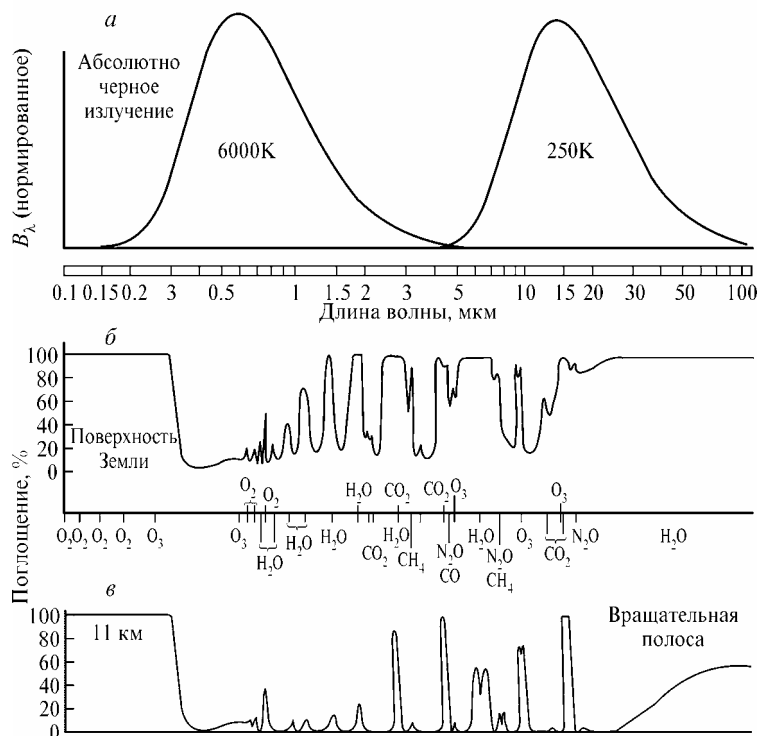
3.1. Общая характеристика молекулярного поглощения в земной атмосфере

В предыдущей главе мы ввели, в основном формально, различные характеристики взаимодействия излучения со средой: коэффициенты (и сечения) ослабления, поглощения и рассеяния, индикатрису рассеяния, коэффициент излучения. В этой и последующей главе мы рассмотрим конкретные физические механизмы, обуславливающие эти процессы. Это позволит нам определить зависимости различных характеристик взаимодействия от параметров физического состояния среды – температуры, давления, концентрации различных газовых компонент, числа аэрозольных частиц и т. д. Эти зависимости необходимы для проведения расчетов различных характеристик полей излучения в атмосферах планет.

На основе решения уравнения переноса излучения начнем с рассмотрения молекулярного поглощения. Прежде всего дадим общую характеристику *спектра молекулярного поглощения* земной атмосферы, понимая под этим спектральное поведение функции пропускания P (2.4.10) или функции поглощения $A = 1 - P$ различных атмосферных слоев. На рис. 3.1 дано спектральное поведение функций поглощения в широкой области длин волн от 0,1 мкм до 100 мкм. В верхней части рисунка (рис. 3.1 а) даны кривые абсолютно черного излучения для двух температур: $T = 6000$ К и $T = 250$ К. Первая температура соответствует излучению Солнца, вторая – излучению атмосферы Земли. Эти кривые (даны нормированные на максимальные значения величины $B(\nu, T)$) наглядно демонстрируют спектральные области переноса солнечного и атмосферного излучений. Как мы отмечали ранее (в разделе 2), энергия солнечного излучения в атмосфере Земли сосредоточена, в основном, в УФ, видимой и БИК областях спектра, а энергия собственного излучения атмосферы – в средней ИК области. При этом напомним, что речь идет не об интенсивностях, а потоках излучения. (Интенсивность солнечного излучения во много раз больше интенсивности собственного излучения атмосферы или поверхности в любой спектральной области).

Рис.3.1. Спектральное поведение функций поглощения для случая безоблачной атмосферы [43].

а – кривые абсолютно черного излучения для двух температур; б – функции поглощения всей толщи атмосферы при зенитном угле 40° ; в – функции поглощения слоя атмосферы от ее верхней границы до высоты 11 км.



В средней части рисунка (рис. 3.1 б) приведены функции поглощения (от 0 – отсутствие поглощения в атмосфере до 100 % – полное поглощение излучения) всей толщи атмосферы при зенитном угле 40° , а на рис. 3.1 в – слоя атмосферы от ее верхней границы до высоты 11 км. Подчеркнем, что приведенные функции поглощения относятся к случаю безоблачной атмосферы. Из рисунка следует, что как вся атмосфера, так и ее часть выше тропопаузы полностью поглощают солнечное УФ излучение. Это обусловлено поглощением, прежде всего, молекулами кислорода и озона, играющими роль «щита» для биосферы от излучения фотонов с высокой энергией, а также важную роль в формировании профиля температуры в стратосфере и мезосфере. Более подробная информация о проникновении солнечного УФ излучения в атмосферу Земли дана на рис. 3.2, где изображены высоты в атмосфере, для которых оптическая толщина ее (от верхней границы) равна единице.

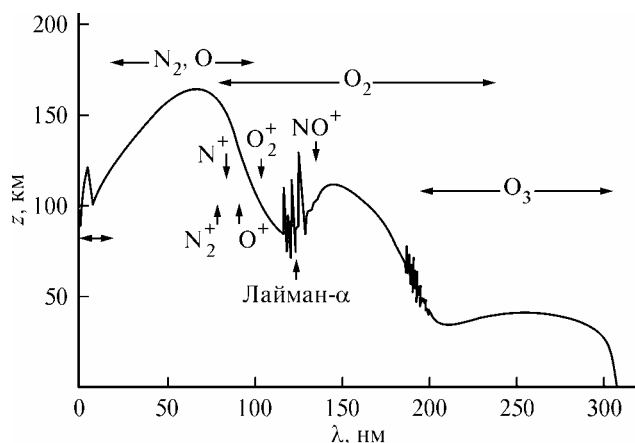


Рис. 3.2. Высоты в атмосфере, для которых оптическая толщина ее (от верхней границы) равна 1 [43].

Из рисунка следует, что большая часть солнечного излучения для длин волн $0.01 - 0.18$ мкм поглощается в слоях атмосферы выше 100 км. Для длин волн $0.2 - 0.3$ мкм основное поглощение происходит в слое атмосферы с нижней границей при 30–40 км. На рис. 3.2 указаны основные газовые составляющие, ответственные за поглощение солнечного излучения в УФ области спектра (O_2 , O , N_2 , N , NO , O_3).

Солнечное излучение начинает достигать поверхности Земли, начиная с длин волн, больших 0.3 мкм

(рис. 3.1 а и 3.2). Начиная приблизительно с этих длин волн, атмосферное поглощение быстро уменьшается, и мы видим, что для длин волн $0.3 - 0.9$ мкм большая часть солнечного излучения достигает поверхности Земли (и тем более высоты 11 км). Такие спектральные области, где атмосферное поглощение невелико, принято называть *окнами прозрачности атмосферы*. Указанная спектральная область соответствует окну прозрачности в видимой области спектра.

Начиная приблизительно с 1 мкм, атмосферное поглощение в среднем увеличивается, достигая 100 % в отдельных *полосах поглощения* различных атмосферных газов (они указаны на рис. 3.1). Эти полосы поглощения особенно наглядно видны на рис. 3.1 в. Сравнивая рис. 3.1 б и рис. 3.1 в, можно видеть, что в ИК области спектра атмосферное поглощение наблюдается, прежде всего, в тропосфере (поглощение существенно меньше для уровня 11 км, чем для поверхности Земли). Это связано с тем, что именно в тропосфере содержится большая часть таких важных поглощающих ИК излучение молекул, как H_2O и CO_2 . Спектральные области между полосами поглощения образуют *окна прозрачности* атмосферы в ИК области спектра. Начиная примерно с $13 - 14$ мкм, функции поглощения всей толщи атмосферы приближаются к 100 %, т.е. наблюдается полное поглощение. Это связано, в основном, с поглощением молекулами CO_2 и H_2O .

Для иллюстрации спектров поглощения отдельных атмосферных газов в ИК области спектра приведем рис. 3.3, где даны функции пропускания для таких газов как CO , CH_4 , N_2O , O_3 , CO_2 , HDO , H_2O и всей многокомпонентной атмосферы.

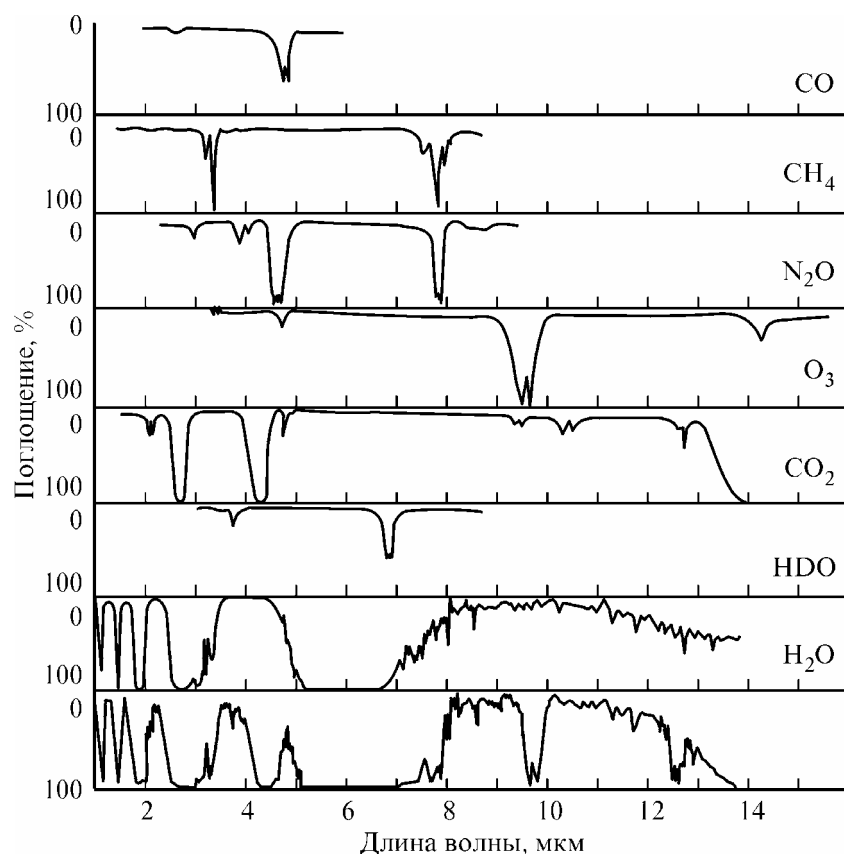


Рис. 3.3. Функции пропускания для различных газов и для всей многокомпонентной атмосферы.

Как мы отмечали в разделе 1, содержание различных атмосферных газов претерпевает существенные пространственные и временные вариации. Это приводит к соответствующим вариациям молекулярного поглощения в земной атмосфере. Особенно значительные вариации атмосферных функций пропускания наблюдаются в полосах поглощения водяного пара, что связано со значительными пространственно-временными вариациями его содержания в земной атмосфере.

3.2. Различные типы молекулярного поглощения

Молекулярное поглощение подразделяется для удобства на различные типы. Если поглощение излучения приводит к диссоциации (или ионизации) молекулы, то соответствующие спектры поглощения называются *спектрами фотодиссоциации (или фотоионизации)*. Характерной особенностью этих спектров является относительно слабая спектральная зависимость (за некоторыми исключениями) соответствующих коэффициентов поглощения. Это связано с тем, что такие виды энергии молекулы, как электронная, колебательная имеют дискретные значения, а энергии поступательного движения непрерывны. Следовательно, переход молекулы, например, из электронного (дискретного) состояния возможен на любой уровень энергии поступательного движения. Поэтому и поглощение при фотодиссоциации (или фотоионизации) может наблюдаться при любой частоте, большей ее граничного значения, определяемого минимальной энергией фотона, необходимой для осуществления этих процессов.

Поглощение излучения, обусловленное переходами между электронными, колебательными и вращательными уровнями энергии молекулы, имеет четкую спектральную структуру. Каждый такой переход, в силу дискретности уровней энергий, приводит к появлению отдельной *линии поглощения*, центр которой ν_{ij} соответствует известному соотношению

$$h\nu_{ij} = E_j - E_i, \quad (3.2.1)$$

где E_i и E_j – энергии нижнего и верхнего состояния молекулы.

Спектры поглощения подразделяются на *электронные, колебательные и вращательные* в зависимости от участвующих во взаимодействии излучения с молекулой состояний внутренней энергии. На самом деле, поскольку электронные состояния молекулы «расщепляются» на колебательные подуровни, а колебательные подуровни на вращательные подуровни, при изменениях электронных состояний молекул происходят и изменения их колебательных и вращательных состояний. Поэтому более корректно называть электронные спектры поглощения *электронно-колебательно-вращательными*, но такой длинный термин, как правило, не используется. Соответственно, колебательные спектры поглощения более правильно называть *колебательно-вращательными*, и этот термин часто используется в литературе.

Наглядное представление о различных видах внутренней энергии молекул и различных взаимодействиях излучения с молекулами, а также о соответствующих этим взаимодействиям спектральных областях, дает рис. 3.4.

Изменения конфигурации ядер	Изменения конфигурации ядер		λ , мкм	ν , см ⁻¹	ν , Гц	E , Дж/моль
Переход электронов между оболочками	рентгеновские лучи		10^{-4}	10^8	$3 \cdot 10^{18}$	10^9
	УФ и видимый свет		10^{-2}	10^6	$3 \cdot 10^{16}$	10^7
Колебание молекул	ИК		1	10^4	$3 \cdot 10^{14}$	10^5
	МКВ		10^2	10^2	$3 \cdot 10^{12}$	10^3
Изменение спинов электронов и ядер	сантиметровый диапазон		10^4 (1 см)	1	$3 \cdot 10^{10}$	10
			10^6 (100 см)	10^{-2}	$3 \cdot 10^8$	10^{-1}
	метровый диапазон		10^8 (10 м)	10^{-4}	$3 \cdot 10^6$	10^{-3}

Рис. 3.4. Различные виды внутренней энергии молекул и взаимодействия излучения с молекулами в разных спектральных областях.

Этот рисунок демонстрирует следующие особенности:

1. Наибольший обмен энергией между электромагнитным полем и молекулой происходит при изменениях конфигурации ядер, составляющих атомы и молекулы. Это способны сделать только фотоны очень большой энергией, соответствующей γ -излучению.

2. Переходы между различными уровнями электронной энергии могут происходить под действием рентгеновского, ультрафиолетового и видимого излучений. Рентгеновское излучение, фотоны которого обладают очень большой энергией, может приводить к изменению положения внутренних электронов. Поглощение ультрафиолетового и видимого излучений приводит к переходам внешних электронов молекул и атомов.

3. Колебания атомов, составляющих молекулы, ответственны за наличие колебательных уровней энергии и поглощение инфракрасного излучения.

4. Изменения ориентации молекулы (вращение молекулы) связаны с поглощением дальнего ИК и микроволнового излучения.

5. Наконец, изменения в ориентации спинов ядер и электронов молекул, сопровождаемые очень малыми изменениями внутренней энергии молекулы, обусловлены поглощением сантиметрового и метрового радиоизлучения.

Конкретные значения внутренней энергии молекулы (электронной, колебательной, вращательной и т. д.) зависят от ее химической природы (составляющих ее атомов) и структуры. Они определяют возможные переходы молекулы из одного состояния в другое, сопровождаемые поглощением (или эмиссией) излучения, т.е. *спектр поглощения (излучения) молекулы*. Поскольку каждая молекула состоит из конкретных атомов и имеет определенную структуру, спектр ее поглощения (и излучения) строго индивидуален. Эта особенность является физической основой использования спектров поглощения (или излучения) молекул для отождествления их химической природы и структуры.

Для примера на рис. 3.5 показаны уровни внутренней энергии гипотетической двухатомной молекулы – электронные, колебательные и вращательные.

Совокупности горизонтальных линий *A* и *B* на рисунке представляют собой два электронных состояния молекулы. Индексы ν и j характеризуют колебательные и вращательные энергии, соответственно. Поглощение, в общем случае, происходит при переходе молекулы из состояния *A*, ν'' , j'' в состояние *B*, ν' , j' . Каждый такой переход приводит к возникновению электронно-колебательно-вращательной линии поглощения. Таких переходов между различными состояниями энергии может происходить очень много (они ограничены специальными *правилами отбора*). Совокупность линий поглощения, возникающих при переходах между двумя конкретными электронными уровнями и множеством колебательных и вращательных подуровней, формирует *электронную полосу поглощения*. Если электронное состояние молекулы не изменяется (энергия фотона для этого не достаточна), но происходят изменения колебательных энергий молекулы, что говорит о *колебательных полосах поглощения*. С учетом расщепления колебательных уровней энергии на вращательные подуровни энергии, переходы между колебательными состояниями сопровождаются и изменениями вращательной энергии молекулы. Все эти переходы образуют линии, составляющие *колебательно-вращательную полосу поглощения*.

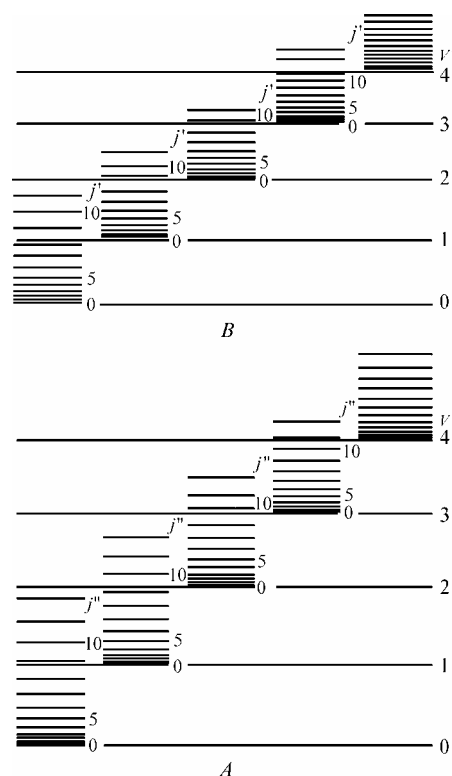


Рис. 3.5. Уровни энергии идеальной двухатомной молекулы: (A) и (B) – электронные; ν' и ν'' – колебательные; j' и j'' – вращательные.

3.3. Спектры поглощения атмосферных газов

Поглощение атмосферными составляющими можно характеризовать с помощью спектральной зависимости коэффициентов молекулярного поглощения. Для атмосферных приложений более наглядно использовать такие характеристики молекулярного поглощения как функции пропускания (или функции поглощения). Примеры таких функций были приведены на рис. 3.3 при значительном спектральном усреднении. В данном разделе мы рассмотрим монохроматические функции, наиболее наглядно характеризующие сложный спектральный характер молекулярного поглощения.

В рассматриваемом случае, когда речь идет о молекулярном поглощении в атмосфере, удобно рассматривать монохроматические величины как функции частоты ν , а также явно ввести в формулы характеристики поглощающего газа, например плотность ρ . Запишем формально введенный в разделе 3 объемный коэффициент поглощения в виде

$k(\nu) = k(\nu) \frac{\rho}{\rho} = \kappa(\nu) \rho$. Коэффициент $\kappa(\nu) = k(\nu) / \rho$ есть массовый коэффициент поглощения. Тогда выражение для функции пропускания (2.4.10) переписется в виде

$$P(\nu) = \exp\left[-\sec \theta \int_{z_1}^{z_2} \kappa(\nu, z) \rho(z) dz\right]$$
. На рис. 3.6 изображен пример рассчитанных

монохроматических функций пропускания водяного пара (как функций волнового числа) в атмосфере под зенитным углом в 30° .

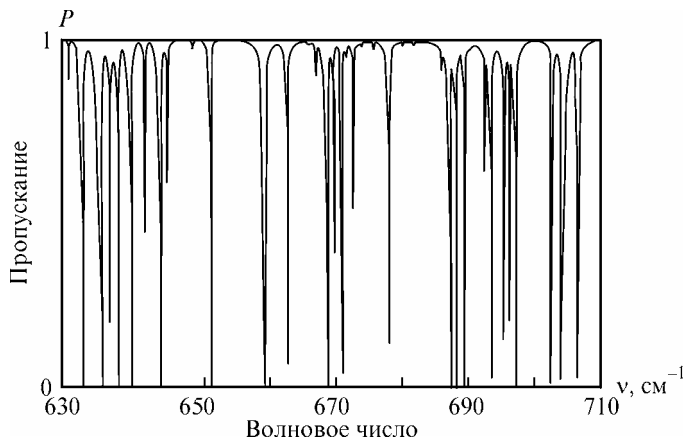


Рис. 3.6. Расчетный спектр $P(\nu)$ функции пропускания H_2O в районе 14.9 мкм. Высота наблюдения $z = 10$ км, зенитный угол наблюдения $\theta = 30^\circ$.

На рис. 3.6 четко видны минимумы в значениях $P(\nu)$, соответствующие различным линиям поглощения водяного пара. Из рисунка видна очень сильная зависимость $P(\nu)$ от волнового числа – излучение сильно поглощается вблизи центров линий и слабо – между ними. Такой спектральный характер молекулярного поглощения, обусловленный сильной изменчивостью коэффициентов молекулярного поглощения, является причиной использования

термина *селективное поглощение* (то есть избирательное). Спектральное поведение коэффициентов поглощения и функций пропускания атмосферы при фотодиссоциации и фотоионизации молекул заметно отличается от примера, приведенного на рис. 3.6. Оно характеризуется относительно слабой зависимостью коэффициентов поглощения от частоты и носят название *неселективного (континуального) поглощения*. Такой же тип спектральной зависимости наблюдается также при наличии очень большого числа перекрывающихся (накладывающихся друг на друга) спектральных линий поглощения. Это явление характерно, например, для электронных полос поглощения различных атмосферных газов в ультрафиолетовой и видимой областях спектра, где присутствует огромное количество спектральных линий поглощения, обусловленных наличием у молекул колебательно-вращательных подуровней. В этом случае в первом приближении для достаточно узких спектральных интервалов можно пренебречь спектральной зависимостью коэффициентов поглощения в УФ и видимой областях спектра. Такой же тип спектральной зависимости коэффициентов поглощения имеет так называемое молекулярное *индуцированное* поглощение различных газов (см. далее) а также аэрозольное поглощение.

3.4. Количественное описание молекулярного поглощения

Учитывая наличие в спектрах молекулярного поглощения большого количества отдельных линий поглощения, возникающих при переходах молекул из одного энергетического состояния в другое (см. рис. 3.5), суммарный коэффициент поглощения для конкретной молекулы можно записать как [10, 14, 43]

$$k_k(\nu) = \sum_i k_{ik}(\nu), \quad (3.4.1)$$

где $k_i(\nu)$ – коэффициент поглощения в отдельной i -ой спектральной линии. Следует подчеркнуть, что соотношение (3.4.1), кажущееся очевидным, на самом деле является приближенным. В основе соотношения (3.4.1) лежит предположение, что отдельные спектральные линии поглощения формируются независимо друг от друга. Иными словами, переходы молекул между разными энергетическими состояниями осуществляются независимо. На самом деле принцип аддитивности (3.4.1) особенно явно нарушается, если соответствующие линии поглощения существенно перекрываются. Этот эффект в молекулярной спектроскопии называется *интерференцией спектральных линий*.

Если учесть, что в атмосферах планет, например Земли, присутствует большое количество различных атмосферных газов (см. раздел 1), то коэффициент молекулярного поглощения воздуха, следует записать как

$$k(\nu) = \sum_k k_{ik}(\nu) = \sum_k \sum_i k_{ik}, \quad (3.4.2)$$

где индекс суммирования k соответствует разным газам, входящим в состав воздуха, а индекс i – отдельным линиям каждого газа. Таким образом, общий коэффициент молекулярного поглощения в атмосферах планет представляет собой, в первом приближении, сумму коэффициентов поглощения в отдельных линиях поглощения различных атмосферных газов.

Коэффициент молекулярного поглощения в отдельной спектральной линии принято записывать в виде

$$k_{ij}(\nu) = S_{ij} f_{ij}(\nu - \nu_{ij}), \quad (3.4.3)$$

где S_{ij} – интенсивность спектральной линии поглощения, обусловленной переходом молекулы из одного состояния внутренней энергии (i) в другое (j), f_{ij} – контур линии поглощения, описывающий спектральное (частотное) распределение коэффициента поглощения. Аналогичным образом можно ввести контур линии излучения. При этом контур линии определяется таким образом, что выполняется условие нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\nu - \nu_{ij}) d\nu = 1, \quad (3.4.4)$$

из которого следует соотношение, связывающее интенсивность линии и её коэффициент поглощения

$$\int_{-\infty}^{\infty} k_{ij}(\nu) d\nu = S_{ij}. \quad (3.4.5)$$

В данном и последующих параграфах мы рассмотрим, как определить эти важнейшие характеристики молекулярного поглощения в спектральных линиях. Для этого мы должны использовать квантово-механический подход (рис. 3.7).

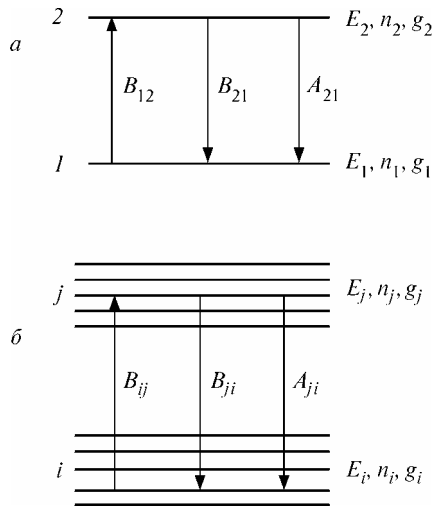


Рис. 3.7. Схема процессов молекулярного поглощения и излучения с точки зрения квантово-механического подхода: а) для простейшей модели двухуровневой молекулы или атома; б) для модели многоуровневой молекулы или атома.

Рассмотрим процессы молекулярного поглощения и излучения с точки зрения квантово-механического подхода для простейшей модели двухуровневой молекулы или атома (рис. 3.7 а). Эйнштейн ввел понятие вероятностей переходов молекулы (атома) из одного состояния в другое. В нашем случае, это переходы между состояниями 1 и 2 – основным состоянием с энергией E_1 и возбужденным состоянием с энергией E_2 . Эйнштейн постулировал, что все взаимодействия молекулы с излучением можно описать с помощью процессов спонтанного и вынужденного испускания и поглощения. Число спонтанных (самопроизвольных) переходов из состояния 2 в состояние 1 в единице объема за время dt равно

$$N_2 A_{21} dt, \quad (3.4.6)$$

где N_2 – число молекул в состоянии 2 (населенность или заселенность состояния 2), A_{21} – коэффициент Эйнштейна для спонтанного испускания. Коэффициент A_{21} выражает вероятность того, что молекула из состояния 2 перейдет спонтанно в состояние 1 в единицу времени.

Предположим, что рассматриваемый объем среды находится в поле излучения с плотностью излучения $\rho(\nu)$ вблизи частоты, соответствующей разности энергий между уровнями 1 и 2 – $h\nu = E_2 - E_1$. Число поглощенных фотонов за время dt (число переходов из состояния 1 в состояние 2) можно определить как

$$N_1 B_{12} \rho(\nu_{12}) dt, \quad (3.4.7)$$

где B_{12} – коэффициент Эйнштейна для поглощения, N_1 – населенность состояния 1. Число актов вынужденного излучения (под действием падающего на среду излучения) можно представить как

$$N_2 B_{21} \rho(\nu_{21}) dt, \quad (3.4.8)$$

где B_{21} – коэффициент Эйнштейна для вынужденного излучения.

Эйнштейн постулировал, что три введенных коэффициента A_{21} , B_{12} и B_{21} отражают определенные свойства атомов и молекул и не зависят от внешних условий (например, от температуры и давления). В этом случае соотношения между этими коэффициентами носят универсальный характер, т.е. справедливы для любых условий. Эти соотношения можно получить, рассматривая случай термодинамического (теплого) равновесия в среде, при котором выполняются три условия [37, 38, 44]:

1. Детальный баланс, т.е. предполагается, что число переходов $1 \rightarrow 2$ в точности равно числу переходов $2 \rightarrow 1$.
2. Законы излучения черного тела.
3. Закон Больцмана, описывающий относительную населенность состояний 1 и 2.

Из квантовой механики известно, что коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения выражается через матричный элемент дипольного момента молекулы R_{21} [10]

$$A_{21} = \frac{64\pi^4\nu^3}{3hc^2} |R_{21}|^2. \quad (3.4.9)$$

Тем самым знание матричных элементов дипольного момента молекул позволяет определять коэффициенты Эйнштейна и, как мы покажем далее, интенсивности спектральных линий.

Исходя из рассмотренных выше элементарных оптических процессов взаимодействия излучения с молекулой (атомом), можно получить уравнение переноса излучения в квантово-механической форме (см. вывод в монографиях [37, 38, 44])

$$\frac{dI}{dl} = -\frac{h\nu_{21}}{c} [N_1 B_{12} - N_2 B_{21}] I_\nu f(\nu) + \frac{h\nu_{21}}{4\pi} N_2 A_{21} f(\nu). \quad (3.4.10)$$

Сравнение двух видов уравнений переноса излучения – соотношений (2.4.1) и (3.4.10) – позволяет записать важные выражения для коэффициентов поглощения и излучения с точки зрения квантовой механики (коэффициент ослабления равен в рассматриваемом случае коэффициенту поглощения):

$$k(\nu) = \frac{h\nu_{21}}{c} N_1 B_{12} \left[1 - \frac{g_1}{g_2} \frac{N_2}{N_1} \right] f(\nu), \quad (3.4.11)$$

где g_1 и g_2 – статистические веса состояний, характеризующие их степень вырожденности (т.е. наличие нескольких внутренних состояний молекулы с одинаковыми энергиями);

$$\varepsilon(\nu) = \frac{h\nu_{21}}{4\pi} N_2 A_{21} f(\nu). \quad (3.4.12)$$

Кроме того, можно записать и выражение для функции источника (2.4.13):

$$\tilde{B}(\nu) = \frac{\varepsilon(\nu)}{k(\nu)} = \frac{2h\nu_{21}}{c^2} \left[\frac{g_2}{g_1} \frac{N_1}{N_2} - 1 \right]^{-1}. \quad (3.4.13)$$

Если предположить, что среда находится в состоянии термодинамического равновесия, и воспользоваться законом Больцмана, то для коэффициента поглощения получим

$$k(\nu) = \frac{h\nu_{21}}{c} N_1 B_{12} \left[1 - \exp\left(-\frac{E_{21}}{k_B T}\right) \right] f(\nu). \quad (3.4.14)$$

Из формулы (3.4.11) непосредственно следует зависимость коэффициента поглощения (и интенсивности линии (см. соотношение (3.4.3)) от вероятности перехода B_{12} , частоты излучения и населенности состояний (N_1 и N_2) молекулы, между которыми осуществляется данный переход. В условиях термодинамического равновесия эта зависимость определяется разностью энергий состояний и температурой среды. Поэтому в этих условиях коэффициент поглощения в линии определяется вероятностью перехода B_{12} , частотой излучения, заселенностью нижнего состояния, разностью энергий двух состояний и температурой среды (3.4.14). Зная выражение для коэффициента молекулярного поглощения, можно получить выражение для интенсивности линии, соответствующей переходу $2 \rightarrow 1$:

$$S_{12} = \frac{h\nu_{21}}{c} N_1 B_{12} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{21}}{k_B T}\right) \right]. \quad (3.4.15)$$

Это же выражение можно переписать в другом виде, воспользовавшись соотношениями между коэффициентами Эйнштейна:

$$S_{12} = \frac{c^2}{8\pi\nu_{21}^2} \frac{g_1}{g_2} N_1 A_{21} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{21}}{k_B T}\right) \right]. \quad (3.4.16)$$

В общем случае молекула (или атом) имеет много состояний внутренней энергии (много уровней), переходы между которыми приводят к возникновению совокупности линий поглощения или излучения (рис. 3.7 б). С учетом этого обстоятельства интенсивность линии поглощения при переходе из i -ого в j -ое состояние, можно записать следующим образом:

$$S_{ij} = \frac{h\nu_{ji}}{c} N_i B_{ij} \left[1 - \frac{g_i}{g_j} \frac{N_j}{N_i} \right]. \quad (3.4.17)$$

В соответствии с законом Больцмана

$$\frac{g_i N_i}{g_j N_j} = \exp\left[-\frac{(E_j - E_i)}{k_B T}\right] = \exp\left[-\frac{h\nu_{ji}}{k_B T}\right]. \quad (3.4.18)$$

Следовательно, интенсивность спектральной линии на одну поглощающую и излучающую молекулу, с учетом соотношений между коэффициентами Эйнштейна, можно представить как

$$S_{ij} = \frac{h\nu_{ji}}{c} \frac{N_i}{N} B_{ij} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{ji}}{k_B T}\right) \right], \quad (3.4.19)$$

где $N = \sum_j N_j$ – полное число поглощающих и излучающих молекул.

Используя закон Больцмана, можно записать

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{\sum g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)} = \frac{g_i \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{Q(T)}, \quad (3.4.20)$$

где

$$Q(T) = \sum g_k \exp\left(-\frac{E_k}{k_B T}\right) \quad (3.4.21)$$

есть *статистическая сумма* (сумма по состояниям). Отметим, что энергии E_i отсчитываются от основного состояния молекулы.

Окончательно, для интенсивности линии можно записать выражение

$$S_{ij} = \frac{c^2}{8\pi\nu_{ij}^2} \frac{g_j \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right)}{Q(T)} A_{ji} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{ji}}{k_B T}\right) \right]. \quad (3.4.22)$$

Экспоненциальный член в квадратных скобках в выражении (3.4.22) обусловлен учетом механизма индуцированного излучения и, как показывают численные оценки, он для атмосферных условий Земли часто очень мал. Так, для колебательной полосы CO_2 при 15 мкм ($\nu = 667 \text{ см}^{-1}$) эта экспонента равна 0.0082 при температуре $T = 200 \text{ К}$ и 0.041 при $T = 300 \text{ К}$. Поэтому во многих расчетах для условий Земли этим членом пренебрегают. Однако понятно, что это упрощение справедливо далеко не всегда. Так, например, при

рассмотрении молекулярного поглощения в атмосфере Венеры, где температуры достигают 600–700 К, вклад этого экспоненциального члена может быть существенным. В молекулярной спектроскопии на основе различных моделей молекул исследуют статистические суммы, определяющие зависимость интенсивностей линий от температуры $S(T)$. Эта зависимость может быть разной для разных спектральных линий.

Для большинства молекул в атмосфере земли относительная населенность первого колебательного состояния N_1/N мала. Однако для многих газов и соответствующих условий (относительно высокие температуры среды) колебательное возбуждение атмосферных молекул следует учитывать. Полосы поглощения (и соответствующие линии поглощения), возникающие при переходах между возбужденными колебательными уровнями (например, 1 и 2 колебательными состояниями), называют "горячими" полосами поглощения ("hot band") очевидно в связи именно с тем обстоятельством, что они проявляются в спектрах поглощения газов при высоких температурах. Так, например, в спектре излучения Солнца проявляются "горячие" полосы CO, т.к. при температуре $T = 5000$ К относительные населенности первого и второго колебательных уровней составляют 0.29 и 0.18, соответственно.

Если говорить о распределении молекул по вращательным энергиям, то необходимо учесть, что эти энергии существенно меньше колебательных. Это распределение описывается тем же уравнением Больцмана, которое в этом случае может быть представлено в виде

$$N_{vj} = N_v g_j \exp\left[-\frac{(E_j - E_0)}{k_B T}\right], \quad (3.4.23)$$

где N_v – заселенность v -ого колебательного уровня, g_j – статистический вес j -ого вращательного уровня (вырождение), а E_0 и E_j – энергии основного и возбужденного вращательных состояний молекул.

На рис. 3.8 приведена кривая относительной равновесной населенности вращательных уровней основного состояния молекулы CO при различных температурах ($T = 100, 200$ и 300 К) как функция вращательного квантового числа j .

Из приведенного рисунка следует, что молекулы CO распределены "относительно равномерно" по возбужденным вращательным состояниям (по сравнению с распределением по колебательным состояниям) и имеется вращательное число j , и соответствующий уровень энергии, для которого наблюдается максимальная населенность.

Положение этого максимума зависит от температуры среды и вращательной постоянной молекулы.

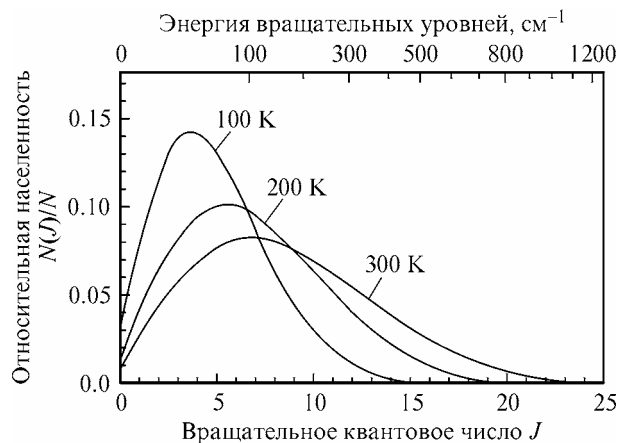


Рис. 3.8. Зависимость относительной равновесной населенности вращательных уровней основного состояния молекулы CO при различных температурах ($T = 100, 200$ и 300 К) от вращательного квантового числа j .

3.5. Контур спектральных линий поглощения

Конкретный вид функции $f_{ji}(\nu - \nu_0)$, описывающей распределение коэффициента поглощения по частоте в пределах одной спектральной линии, определяется процессами, приводящими к формированию контура линий. Эти процессы часто называют процессами *уширения спектральных линий*.

Естественное уширение спектральных линий можно объяснить на основе известного из квантовой механики соотношения неопределенности Гейзенберга [10, 14, 19, 31]:

$$\Delta E \cdot \Delta t > \hbar, \quad (3.5.1)$$

где ΔE и Δt – неопределенности энергий и времени, а $\hbar = h/2\pi$. Применяя (3.5.1) к молекулярному поглощению, положим: ΔE – неопределенность в разности энергий верхнего E_2 и нижнего E_1 состояний молекулы, переход между которыми обуславливает рассматриваемую линию; t – время жизни возбужденного состояния молекулы. Из неопределенности энергии следует, что и частоты излучения (или поглощения) не определены точно (могут быть в соответствующих пределах различны). Тогда, воспользовавшись соотношением для кванта излучения (3.2.1), легко получить частотный интервал, в котором будет происходить излучение или поглощение энергии в спектральной линии:

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h}. \quad (3.5.2)$$

Величина $\Delta \nu$ в (3.5.2) и характеризует *естественное уширение спектральных линий*. Оно, по сравнению с другими механизмами уширения линий в атмосферах планет, не играет заметной роли и им обычно можно пренебречь, но оно важно, т.к. определяет нижний предел "сужения" спектральных линий в атмосферах планет.

Форма линии поглощения для естественного уширения может быть получена из решения уравнения Шредингера (квантово-механический подход), а также на основе классического рассмотрения. В последнем случае принимается во внимание, что криволинейное ускоренное движение электронов на орбитах является причиной возникновения излучения. При этом излучающая молекула непрерывно теряет внутреннюю энергию. Потери энергии приводят к необходимости введения в уравнения движения связанного электрона члена, описывающего эффект *радиационного торможения*. Это приводит к изменениям от времени (уменьшению) амплитуды вектора электрической напряженности, которую мы обозначим здесь как A (чтобы не путать с энергией E). Тогда можно записать

$$A(t) = A_0 \exp(-t/\tau). \quad (3.5.3)$$

Записывая уравнение электромагнитной волны в комплексной форме (2.7.3) и принимая за начало отсчета времени момент начала излучения, получим

$$A(t) = \begin{cases} 0, & \text{если } t < 0 \\ A_0 \exp(-t/\tau) \exp(i2\pi\nu_0 t), & \text{если } t \geq 0 \end{cases} \quad (3.5.4)$$

где ν_0 – частота излучения, τ – среднее время жизни возбужденного состояния.

Если имеется зависимость конкретной величины от времени, то, как известно, ее частотный спектр определяется преобразованием Фурье

$$A(\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \exp(-2\pi i \nu t) dt = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \exp[-(1/\tau) - 2\pi i(\nu - \nu_0)t] dt =$$

$$= \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{1/\tau - 2\pi i(\nu - \nu_0)} \quad (3.5.5)$$

Интересующая нас энергия электромагнитной волны на частоте ν , есть согласно (2.7.5)

$$E(\nu) = A(\nu) A^*(\nu) = \frac{A_0^2}{2\pi} \frac{1}{(1/\tau)^2 + 4\pi^2(\nu - \nu_0)^2}. \quad (3.5.6)$$

Значение $E(\nu)$ максимально при $\nu = \nu_0$, то есть на центральной частоте линии излучения. Выражение (3.5.6) – это спектр излучения молекулы за счет потери энергии при излучении и оно описывает зависимость энергии излучения от частоты, то есть контур линии излучения и поглощения при естественном уширении.

Применяя к (3.5.6) нормировочное соотношение (3.4.4), получим

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{2}{\tau} \frac{1}{(1/\tau)^2 + 4\pi^2(\nu - \nu_0)^2} = \frac{1}{\pi} \frac{1/2\pi\tau}{(1/2\pi\tau)^2 + (\nu - \nu_0)^2}. \quad (3.5.7)$$

Введем *полуширину контура спектральной линии* α_l , то есть такое значение $x = (\nu - \nu_0)$, для которого $f(x) = 1/2 f(0)$. Для (3.5.7) легко найти, что

$$\alpha_l = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (3.5.8)$$

Окончательно, контур линии излучения (или поглощения) Лоренца (*лоренцовский или дисперсионный контур*) имеет следующий вид:

$$f_l(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_l}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_l^2}. \quad (3.5.9)$$

Полуширина линии α_l при естественном уширении обратно пропорциональна времени жизни возбужденного состояния τ (соотношение (3.5.8)). Полуширины спектральных линий, обусловленных процессом естественного уширения, очень малы и, например, для ИК диапазона спектра составляют порядка 10^{-7} см^{-1} .

Второй тип уширения линий – *уширение за счет столкновений молекул* играет значительную роль при формировании контуров линий поглощения и излучения в атмосферах планет. Детальная теория уширения линий за счет столкновений достаточно сложна, продолжает развиваться и совершенствоваться, а ее подробное изложение дается в ряде монографий [10, 14]. Различные теории уширения линий за счет столкновений дают различные, часто очень сложные, выражения для контуров линий излучения и поглощения. Например, теория Майкельсона–Лоренца, одна из наиболее простых теорий, дает то же дисперсионное выражение (3.5.9), но уже с лоренцовской полушириной α_L . В этой теории молекула (или атом) моделируется простым гармоническим осциллятором с собственной частотой ν_0 . Столкновения молекул приводят к мгновенному прекращению ("обрыву") излучения. Контур линии излучения и поглощения по этой теории можно записать следующим образом:

$$f_L(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2}, \quad (3.5.10)$$

где $\alpha_L = 1/2\pi\tau$ – полуширина линии, обусловленная соударениями молекул. Как мы видим, этот контур так же, как и в случае естественного уширения, лоренцовский

(дисперсионный), но его полуширина (лоренцовская полуширина) обусловлена конечным временем жизни возбужденных состояний за счет столкновений молекул. Для лоренцовской полуширины линий можно записать выражение [10, 14]:

$$\alpha_L = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{\tilde{\nu}}{2\pi}, \quad (3.5.11)$$

где $\tilde{\nu}$ – частота столкновений (среднее число столкновений в единицу времени). Среднее время между столкновениями молекул при давлении и температуре у поверхности Земли составляет порядка 10^{-10} сек, что дает оценку для $\alpha_L = 0.05 \text{ см}^{-1}$. Лоренцовская полуширина подчиняется следующей зависимости от давления и температуры:

$$\alpha_L = \alpha_{0L} \left(\frac{p}{p_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2}, \quad (3.5.12)$$

где α_{0L} – лоренцовская полуширина при давлении p_0 и температуре T_0 . Следует отметить, что выражение (3.5.12) в части температурной зависимости полуширин лоренцовских линий является приближенным. Поэтому в формуле (3.5.12) температурная зависимость полуширин линий аппроксимируется в более общем виде с помощью множителя $(T_0/T)^{m_{ij}}$, где показатель m_{ij} зависит от вида газа, полосы поглощения и конкретной спектральной линии. Как показывают эксперименты и расчеты на основе современных теорий уширения спектральных линий за счет соударений, показатель m_{ij} меняется в диапазоне значений от 0.5 до 1.0.

В общем случае многокомпонентной газовой смеси уширение спектральных линий осуществляется как за счет столкновений самих поглощающих (и излучающих) молекул, так и "посторонних" молекул (например, молекул азота и кислорода – основных газовых составляющих атмосферы Земли). В первом случае говорят о *самоуширении*, во втором – об уширении "посторонним" газом или *уширении*. Существенно, что эффективность соударений различных молекул может быть различной, и соответствующие полуширины также отличаются при уширении различными газами. Поэтому полуширины одних и тех же линий, вообще говоря, различны в атмосферах разных планет. В общем случае лоренцовская полуширина зависит не только от общего давления, но и от парциальных давлений различных атмосферных газов.

Указанные эффекты самоуширения и взаимоуширения можно учесть, вводя в выражение (3.5.11) в той или иной форме зависимость лоренцовской полуширины от парциальных давлений поглощающего p_a и уширяющего p_b газов:

$$\alpha_L(p_a, p_b) = (\alpha_a p_a + \alpha_b p_b) = \alpha_b \left(\frac{\alpha_a}{\alpha_b} p_a + p_b \right) = \alpha_b (B p_a + p_b), \quad (3.5.13)$$

где α_b и α_a – полуширины линий за счет столкновений "посторонних" (взаимоуширение) и поглощающих (самоуширение) молекул, B – фактор самоуширения. Учитывая, что полное давление $p = p_a + p_b$, имеем

$$\alpha_L(p, p_a) = \alpha_b (p + (B - 1) p_a). \quad (3.5.14)$$

Факторы самоуширения B могут достигать больших значений. Например, для спектральных линий водяного пара фактор самоуширения может достигать значений 5–20 и более. В связи с этим учет эффектов самоуширения в атмосферах планет может быть важен для ряда атмосферных газов, например, водяного пара в атмосфере Земли.

Особо обратим внимание на линейную зависимость полуширин лоренцовских линий от давления атмосферы. Это приводит к тому, что контур $f_L(\nu - \nu_0)$ сильно зависит от

давления. На рис. 3.9 приведены контуры лоренцовских линий при трех различных давлениях.

Из рисунка видно, что с уменьшением давления (увеличением высоты в атмосфере) происходит сужение спектральных линий поглощения. При этом значение коэффициента поглощения (или излучения) в центре линии возрастает, а в *крыльях* линии – удаленных от центра участках – уменьшается. Эта зависимость следует из простого анализа выражений (3.5.10) и (3.5.12). Действительно, в центре линии при $\nu = \nu_0$,

$$f_L(\nu_0) = \frac{1}{\pi \alpha_L}, \text{ а в крыле линии при } (\nu - \nu_0) \gg \alpha_L,$$

Зависимость лоренцовского контура от давления означает, что на каждой высоте в атмосфере линии поглощения и излучения имеют различный контур. Это очень важная особенность переноса излучения в колебательно-вращательных и вращательных полосах поглощения атмосферных газов.

Лоренцовский контур достаточно хорошо описывает контур спектральных линий вблизи их центров. Эта его особенность, а также простота лоренцовского выражения и являются причинами его широкого использования в атмосферной оптике. Однако в крыльях линий этот контур очень часто плохо согласуется с экспериментальными данными. Причем для линий поглощения разных молекул лоренцовский контур может как завышать, так и занижать коэффициент поглощения в крыльях спектральных линий. Для учета этих отклонений в атмосферной оптике часто используют корректирующие функции $\chi(\nu)$, определяемые для разных молекул и полос поглощения, как правило, из экспериментальных данных. В этом случае коэффициент поглощения в спектральной линии аппроксимируется, например, выражением

$$k(\nu) = S f_L(\nu - \nu_0) \chi(\nu - \nu_0). \quad (3.5.15)$$

Выражение (3.5.10) справедливо для ИК области спектра. Для микроволновой области спектра, где ширины вращательных линий поглощения сопоставимы по величине с величинами ν_0 , выражение (3.5.10) следует заменить на *полный лоренцовский контур (контур Ван Флека–Вейскопфа)*:

$$f(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^2 \left[\frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2} + \frac{\alpha_L}{(\nu + \nu_0)^2 + \alpha_L^2} \right]. \quad (3.5.16)$$

Легко видеть, что выражение (3.5.16) переходит в (3.5.10) при больших значениях ν и ν_0 . Так уже при $\nu = 100 \text{ см}^{-1}$ отличия между ними составляют менее 1 %.

Теория уширения спектральных линий Линдхольма (теория адиабатических столкновений) дает более общее выражение, чем контур Лоренца:

$$f'_L(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_L}{(\nu - \nu_0 - \beta)^2 + \alpha_L^2}, \quad (3.5.17)$$

где параметр β описывает сдвиг центра линии в зависимости от давления. Это явление сдвига центров линий наблюдается для многих газов. Как и полуширина, параметр сдвига пропорционален частоте соударений молекул и, следовательно, давлению. Эффекты сдвига спектральных линий могут быть существенны при рассмотрении переноса

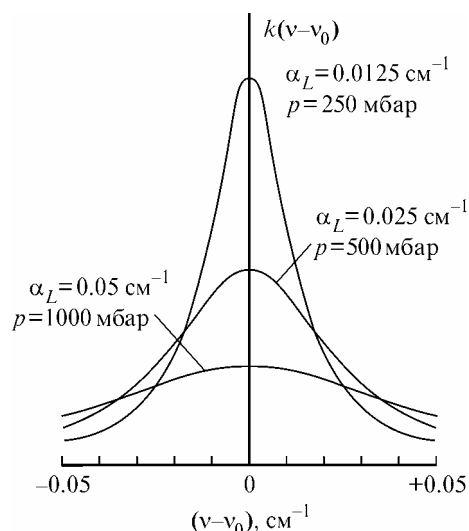


Рис. 3.9. Контуры лоренцовских линий при трех различных давлениях.

излучения в узких спектральных интервалах, например, при поглощении лазерного квазимонохроматического излучения.

Мы отмечали ранее, что простое суммирование коэффициентов поглощения отдельных спектральных линий не всегда является корректным. В случае сильно перекрывающихся спектральных линий наблюдается "интерференция" линий (взаимовлияние). Эффект "интерференции" спектральных линий существенно влияет на значения коэффициентов поглощения в отдельных спектральных интервалах в полосах поглощения CO₂, метана, озона и т. д. в ИК области спектра, в полосе поглощения кислорода в БИК и МКВ областях спектра, когда расстояние между спектральными линиями мало по сравнению с их полуширинами.

Даже если предположить, что отсутствуют такие механизмы уширения как естественное уширение и уширение за счет соударений, то и тогда линия поглощения совокупности молекул не будет бесконечно узкой (монохроматической). Это связано с движением молекул и известным эффектом Доплера. Если молекула обладает составляющей скорости v в направлении луча зрения и если $v \ll c$, где c – скорость света, то с точки зрения покоящегося наблюдателя частота излучения (поглощения) молекулы ν_0 заменится на частоту

$$\nu = \nu_0 (1 \pm v/c). \quad (3.5.18)$$

Знак в выражении (3.5.18) зависит от направления движения молекулы – плюс соответствует движению по направлению к наблюдателю, минус – от него.

Как известно из статистической физики, в случае термодинамического равновесия вероятность того, что составляющая скорости лежит в пределах от v до $v + dv$, описывается распределением Максвелла:

$$dP(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) dv, \quad (3.5.19)$$

при этом

$$\frac{k_B}{m} = \frac{k_B N_A}{\mu} = \frac{R}{\mu},$$

где R – универсальная газовая постоянная, μ – молекулярная масса газа. Выражение (3.5.19) в соответствии с (3.5.18) дает относительное число молекул, излучающих (поглощающих) на частоте ν . Подставляя в (3.5.19) ν из (3.5.18), получаем контур Доплера

$$f_D(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\alpha_D^2} \right], \quad (3.5.20)$$

где

$$\alpha_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \quad (3.5.21)$$

есть параметр доплеровской ширины (не путать с полушириной!) линии. Заметим, что (3.5.20) есть в точности нормальное (гауссово) распределение с дисперсией α_D , следовательно, условие нормировки (3.4.4) для него выполнено. Полуширина контура Доплера равна

$$\alpha_D' = \alpha_D \sqrt{\ln 2}. \quad (3.5.22)$$

На рис. 3.10 дано сравнение лоренцовского и доплеровского контуров при одинаковых интенсивностях и полуширинах линий.

Если $f_D(\nu) > f_L(\nu)$ в центре линии, то в крыльях линии наблюдается обратная картина: $f_D(\nu) < f_L(\nu)$. Обратим внимание также на зависимость доплеровской ширины от частоты излучения ν_0 . Это приводит к тому, что доплеровские ширины сильно меняются по спектру. При переходе от видимой области спектра (ν_0 порядка $20\,000\text{ см}^{-1}$) к микроволновой (ν_0 порядка 10 см^{-1}) α_D меняется более чем в 1000 раз. Например, доплеровская полуширина линии атомарного кислорода на $\lambda = 5577\text{ \AA}$ при $T = 300\text{ К}$ равна $3.3 \cdot 10^{-2}\text{ см}^{-1}$, а полуширина линии водяного пара на $\nu = 20\text{ см}^{-1}$ и при той же температуре равна всего $3.5 \cdot 10^{-5}\text{ см}^{-1}$. Таким образом, доплеровское уширение наиболее существенно для видимой и близкой ИК области спектра и вносит очень малый вклад в уширение спектральных линий в микроволновом диапазоне. Отметим также, что в отличие от лоренцевской полуширины, значение α_D не зависит от давления воздуха, поэтому доплеровское уширение становится существенным в стратосфере и выше, где лоренцевская полуширина мала вследствие малости давления воздуха.

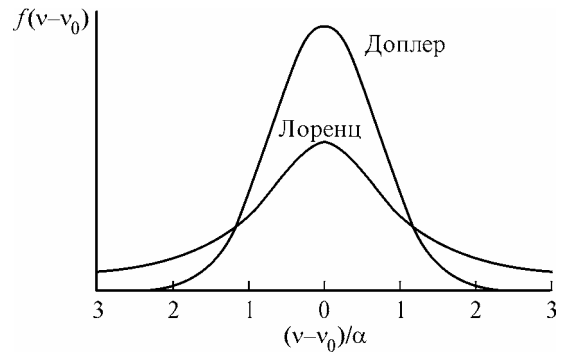


Рис. 3.10. Сравнение лоренцевского и доплеровского контуров при одинаковых интенсивностях и полуширинах линий.

В атмосферах планет линии поглощения и излучения определяются двумя важнейшими механизмами уширения спектральных линий — уширением за счет столкновений молекул и уширением за счет эффекта Доплера. Эти механизмы действуют одновременно, и при определенных условиях их необходимо учитывать совместно. Для учета этого обстоятельства мы должны для каждой молекулы, имеющей скорость ν в распределении Максвелла (3.5.19) и, следовательно, для каждой частоты ν в контуре Доплера (3.5.20), написать контур Лоренца (3.5.10), где ν будет выступать уже в роли ν_0 , и далее найти суммарный контур линии поглощения. В результате получаем *комбинированный (смешанный) контур линии поглощения (или излучения) — контур Фойгта*:

$$f_\nu(\nu - \nu_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f_D(\nu' - \nu_0) f_L(\nu - \nu') d\nu'. \quad (3.5.23)$$

После несложных преобразований контур Фойгта можно записать в виде:

$$f_\nu(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi \alpha_D} K(x, y), \quad (3.5.24)$$

где

$$K(x, y) = \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{y^2 + (x-t)^2} \exp(-t^2) dt, \quad (3.5.25)$$

$$t = \frac{(\nu' - \nu_0)}{\alpha_D}, \quad x = \frac{(\nu - \nu_0)}{\alpha_D}, \quad y = \frac{\alpha_L}{\alpha_D}.$$

Интеграл $K(x, y)$ фойгтовского контура не выражается через элементарные функции. Однако его расчет на ЭВМ не представляет в настоящее время трудностей, т.к. разработаны эффективные алгоритмы вычисления $K(x, y)$.

При выводе контура Фойгта, приведенного выше, предполагалась независимость двух механизмов уширения спектральных линий — за счет столкновений и эффекта

Доплера, – т.е. предполагалось отсутствие каких-либо изменений скорости молекул при их столкновениях. Учет изменений скоростей молекул при столкновениях приводит к сужению контуров линий и возрастанию величины поглощения в центре линий в некотором диапазоне давлений. При этом при определенных условиях ширины линий могут оказаться меньше доплеровских (*эффект Дике*).

Рассмотренное выше молекулярное поглощение обусловлено так называемыми *разрешенными переходами*. Они наблюдаются для молекул, имеющих постоянный электрический дипольный момент, а также молекул, при колебаниях которых возникает дипольный момент. Двухатомные молекулы, состоящие из одинаковых атомов, например O_2 , N_2 , H_2 и т. д., не имеют постоянного электрического дипольного момента и, по классическим представлениям, не должны взаимодействовать с полем излучения. На самом деле взаимодействие молекул с полем излучения возможно и при наличии у молекул постоянного магнитного дипольного момента или квадрупольных дипольных моментов разной природы (электрических или магнитных). Другое дело, что интенсивность взаимодействия излучения с молекулами, имеющими постоянный магнитный дипольный момент или электрические квадрупольные моменты, существенно слабее (соответственно, в 10^5 и 10^8 раз), чем в случае с электрическим дипольным моментом. Переходы, обусловленные этими типами взаимодействия, условно называются *запрещенными переходами*. Этим переходам соответствуют реальные линии и полосы поглощения различных атомов и молекул. Хотя, как правило, интенсивности этих линий очень малы, они проявляются в спектрах поглощения атмосферы в случае больших содержаний этих молекул в атмосферах планет (как в случае запрещенных линий O_2 и N_2 в атмосфере Земли, запрещенных линий водорода в атмосферах планет-гигантов).

Существует еще один тип молекулярного поглощения, часто называемый в литературе *поглощением, индуцированным давлением (или поглощением, индуцированным столкновениями)*. Молекулы, не имеющие постоянных дипольных моментов, могут его "приобретать" при столкновениях с окружающими молекулами. В те короткие периоды времени, когда структура молекулы возмущена столкновениями, она может иметь электрический дипольный момент и, следовательно, взаимодействовать с полем излучения. Другое объяснение индуцированного поглощения состоит в образовании димеров и более сложных образований молекул при взаимодействии (столкновениях) молекул. При этом также может возникать *индуцированный электрический момент* у таких образований и, следовательно, возможно взаимодействие их с полем излучения, т.е. поглощение и излучение э.м. энергии.

Особенностью рассматриваемого типа поглощения является то, что интенсивности полос индуцированного давлением поглощения, в отличие от обычных полос, зависят прямо пропорционально от давления в газовой среде. Поэтому объемный коэффициент поглощения в таких полосах пропорционален концентрации поглощающих молекул n_a и концентрации постороннего (уширяющего) газа n_b . В случае однокомпонентной смеси, состоящей из поглощающего газа, объемный коэффициент пропорционален квадрату концентрации этого газа. Отметим, что такая же зависимость характерна для крыльев линий в контуре линии, обусловленной соударениями молекул. Поэтому обычно для характеристики индуцированного давлением поглощения вводят *бинарные коэффициенты поглощения*:

$$k_i^{ab} = \frac{k_v}{n_a n_b} \quad (3.5.26)$$

для смеси двух газов, и

$$k_i^{aa} = \frac{k_v}{n_a^2} \quad (3.5.27)$$

для однокомпонентной смеси. Отметим, что размерности коэффициентов k_i^{ab} и k_i^{aa} – см⁵.

3.6. Характеристики молекулярного поглощения

Количественные характеристики молекулярного поглощения получаются экспериментальным путем, а также на основе специальных расчетов. Форма представления количественных характеристик молекулярного поглощения может быть различной:

- в виде коэффициентов молекулярного поглощения как функций длины волны (или частоты), температуры и, в общем случае, давления;
- в виде параметров тонкой структуры спектра различных полос поглощения и различных атмосферных газов (*спектроскопических параметров*) – положений отдельных спектральных линий, их интенсивностей, полуширин и т. д.;
- в виде зависимостей функций пропускания для конечных спектральных интервалов (различной ширины) от содержания поглощающего газа, давления (иногда давлений поглощающего и постороннего газа), температуры, положения и ширины спектрального интервала.

Использование коэффициентов поглощения для количественной характеристики молекулярного поглощения используется, как правило, для полос поглощения, имеющих относительно слабую спектральную зависимость коэффициентов поглощения. Как мы отмечали ранее, такой тип зависимости в атмосферной оптике принято называть неселективным (или континуальным). На самом деле между селективным и неселективным типами поглощения нет принципиальной разницы. Так, селективное поглощение (поглощение в четко выраженных спектральных линиях) превращается в неселективное при увеличении давления либо поглощающего, либо уширяющего газов. Действительно, при увеличении давления увеличиваются полуширины лоренцовских линий (3.5.12) и отдельные линии все более перекрываются. При этом спектральное поведение суммарного коэффициента поглощения становится все более гладким и реализуется случай неселективного поглощения. Так, колебательно-вращательные полосы углекислого газа, имеющие в атмосферах Земли и Марса ярко выраженный селективный характер, в нижних слоях атмосферы Венеры при больших давлениях и высоких температурах имеют континуальный характер. Неселективный характер спектрального поведения коэффициента молекулярного поглощения наблюдается даже при относительно малых атмосферных давлениях (0.01–1 атм) для полос поглощения с очень близко расположенными спектральными линиями.

Слабая спектральная зависимость молекулярного поглощения реализуется для спектров поглощения, обусловленных процессами фотоионизации и фотодиссоциации, при сильном перекрывании отдельных спектральных линий в электронно-колебательно-вращательных полосах поглощения в УФ, видимой и БИК областях спектра, колебательно-вращательных спектрах поглощения "тяжелых" молекул, таких, как например хлорофлюорокарбонаты (CFC), гидрофлюорокарбоны (HCFC), молекул F₆, N₂O₅ и т. д. в ИК области спектра), в полосах поглощения, индуцированных давлением. Для примера на рис. 3.11 приведены сечения молекулярного поглощения в УФ и видимой областях спектра для многих атмосферных молекул [29].

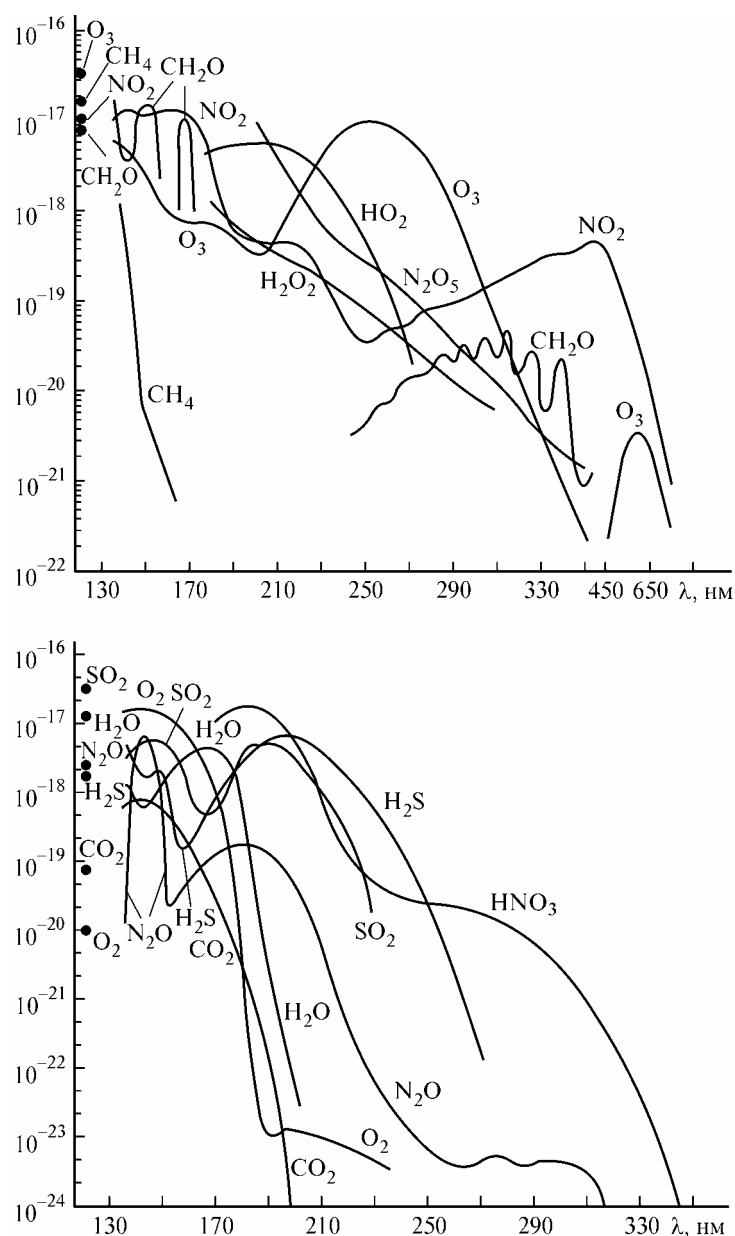


Рис. 3.11. Сечения поглощения молекул газовых составляющих атмосферы в УФ и видимой областях спектра, как функции длины волны λ . Точками в левой части графиков отмечены сечения для длины волны линии Лайман- α (121.5 нм).

В последние годы созданы специальные банки данных по параметрам тонкой структуры, включающие различные характеристики отдельных спектральных линий разных атмосферных газов. Для количественного описания молекулярного поглощения используются все большее число параметров тонкой структуры. Необходимое число параметров для адекватного описания молекулярного поглощения в спектральных линиях зависит от требований к точности соответствующих расчетов в той или иной задаче атмосферной оптики. Чем большая точность необходима, тем более детально приходится рассматривать различные физические механизмы, определяющие селективное молекулярное поглощение. Кроме того, величина спектрального разрешения (ширина рассматриваемого спектрального интервала) в определенной степени влияет на необходимый уровень детализации. Например, в задачах радиационной энергетики (рассмотрение широких спектральных интервалов) учет такого "тонкого" эффекта как зависимость центральной частоты линии от давления излишен, но необходим, например, при изучении поглощения квазимонохроматического лазерного излучения в атмосфере.

Как следует из приведенной выше информации о закономерностях молекулярного поглощения в отдельных спектральных линиях, для количественного описания требуется

задание целого ряда параметров. Например, в банке данных HITRAN такими параметрами являются:

- индекс молекулы,
- индекс изотопа молекулы,
- центральная частота (положение центра линии) спектральной линии,
- интенсивность линии,
- матричный элемент дипольного момента перехода,
- лоренцовская полуширина при уширении воздухом (смесь молекул N_2 и O_2 в соответствующей земной атмосфере пропорции) при давлении в 1 атм и температуре 296 К,
- лоренцовская полуширина при самоуширении при $p = 1$ атм и $T = 296$ К,
- энергия нижнего состояния соответствующего перехода,
- показатель температурной зависимости полуширины линии (3.5.12),
- параметр сдвига центра линии при $p = 1$ атм и $T = 296$ К,
- квантовые числа верхнего и нижнего состояния соответствующего перехода.

Для наглядной иллюстрации на рис. 3.12 изображены спектральные области, где расположены линии поглощения различных газов. (Индекс JPL для O_3 , O и HO_2 указывает, что соответствующая информация заимствована из банка данных JPL (Jet Propulsion Laboratory, США)). Отметим также, что на рис. 3.12 указано положение линий CO в спектре солнечного излучения.

В банках данных, например в банке HITRAN, приведены, кроме параметров тонкой структуры, количественные характеристики континуального типа поглощения в виде коэффициентов поглощения для различных молекул (так называемые, "спектрально неразрешенные" полосы поглощения). Для примера на рис. 3.13 приведено положение полос поглощения такого типа в спектральной области $700\text{--}1800\text{ см}^{-1}$. Такие коэффициенты поглощения, полученные экспериментальным путем, приводятся в банках данных для различных температур, как правило, перекрывающих диапазон изменения температур в атмосферах планет.

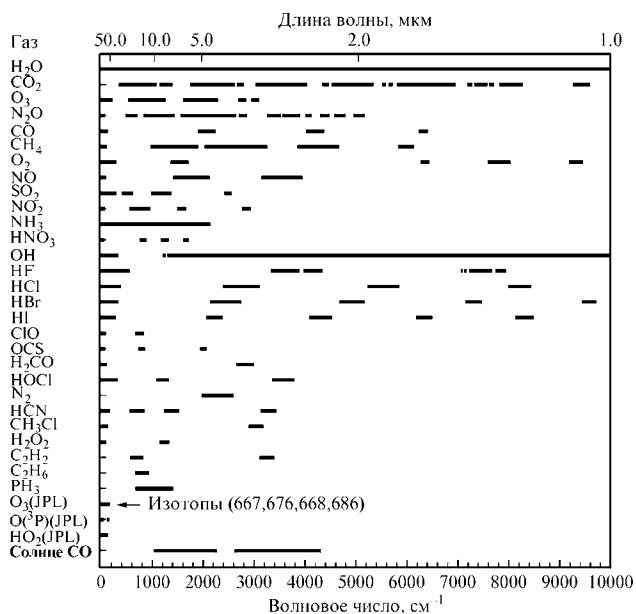


Рис. 3.12. Спектральные области, где расположены линии поглощения различных газов, и положение линий CO в спектре солнечного излучения.

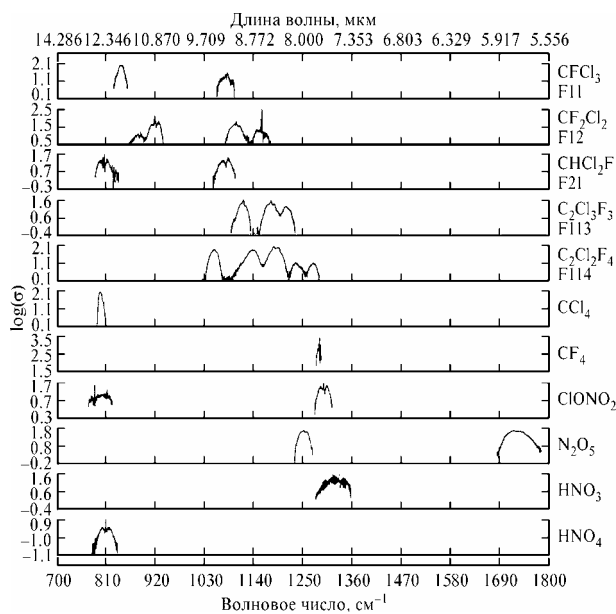


Рис. 3.13. Положение "спектрально неразрешенных" полос поглощения в спектральной области $700\text{--}1800\text{ см}^{-1}$ из банка данных HITRAN-96.

3.7. Молекулярное поглощение в атмосфере Земли

Мы дали общую характеристику молекулярного поглощения в атмосфере Земли в параграфе 3.1. Дополним эту информацию более конкретными данными. На рис. 3.11 были приведены коэффициенты поглощения большого числа различных атмосферных составляющих для УФ и видимой областей спектра. При этом реальное влияние этих составляющих на перенос, например, солнечного излучения определяется их содержанием в земной атмосфере. В табл. 3.1 приведены основные полосы поглощения различных атмосферных газов в УФ и видимой областях спектра с учетом их содержания.

Таблица 3.1. Основные полосы поглощения земной атмосферы в УФ и видимой областях спектра

Газ	Спектральная область, нм	Название полосы	Поглощение
N	1 – 100	полосы ионизации	слабое
O	1 – 100	полосы ионизации	очень сильное
N ₂	< 80	ионизационный континуум	слабое
	80 – 100	Танака – Уорли	очень сильное
	100 – 140	Лайман – Берджа – Хопфилда	сильное
O ₂	< 100	Хопфилда	очень сильное
	100 – 125		очень сильное
	125 – 200	Шумана – Рунге	сильное
	200 – 260	Герцберга	слабое
O ₃	200 – 300	Хартли	сильное
	300 – 360	Хюггинса	среднее
	450 – 700	Шаппюи	слабое
NO ₂	400 – 600		слабое

Как следует из таблицы, атмосферные азот и кислород ответственны за поглощение в области жесткого ультрафиолета. Молекулы O₂ и N₂ сильно поглощают солнечное излучение в спектральном диапазоне от 100 до 200 нм. Все эти составляющие играют важную роль в поглощении солнечного излучения в верхней атмосфере и ответственны за ее тепловой режим, а также за формирование ионосферы. Значительную роль в поглощении солнечного УФ излучения играют молекулы озона. Так, именно полосы Хартли и Хюггинса очень важны при формировании теплового режима мезосферы и стратосферы (максимум температуры около высоты 50 км (стратопauза) обусловлен именно радиационным нагреванием), а также в предохранении поверхности Земли от опасного для биосферы УФ излучения. Именно поэтому разрушение озонового слоя (уменьшение содержания озона в стратосфере) может оказывать серьезное влияние на климат Земли и условия существования биосферы. Полосы поглощения O₃ Шаппюи и NO₂ относительно слабы в земной атмосфере, но измерения в этих полосах, так же как и в полосах Хартли–Хюггинса, используются для изучения газового состава атмосферы со спутников.

Приведем табл. 3.2, где дана информация о положении основных полос поглощения различных атмосферных газов в ИК области спектра и участках максимальной интенсивности поглощения – центрах полос (когда такие максимумы можно четко выделить).

Таблица 3.2. Важнейшие полосы и области поглощения атмосферных газов.

Газы	Полоса	Центр полосы, см ⁻¹	Область расположения, см ⁻¹
CO ₂	15 мкм	667	550–800
	10.6 мкм	961.0 и 1063.8	850–1100
	4.3 мкм	2349	2100–2400
H ₂ O	Вращательная		0–1000
	6.3 мкм	1594.8	640–2800
	континуум		400–1200
O ₃	9.6 мкм	1043 и 1110	950–1200
	14.2 мкм	705	600–800
	4.8 мкм	2105	2000–2200
CH ₄	7.6 мкм	1306.2	950–1650
	3.3 мкм	3018.9	2700–3300
N ₂ O	7.9 мкм	1285.6	1200–1350
	17.0 мкм	588.8	520–660
	4.5 мкм	2223.5	2120–2270
CO	4.7 мкм	2143.3	2000–2250
Фреоны			700–1300

Наиболее сильное поглощение водяного пара наблюдается в районе 6 мкм и в области вращательной полосы (20–150 мкм), хотя вращательные линии "начинаются" от микроволновой области спектра ($\lambda = 1.35$ см) и расположены также в "окне прозрачности" (области малого поглощения) 8–2 мкм. Указанные полосы поглощения водяного пара играют важную роль в радиационном теплообмене, измерения в этих полосах используются для дистанционного (наземного и спутникового) определения содержания паров H₂O в атмосфере.

Молекула CO₂ имеет в ИК области спектра две интенсивные полосы поглощения – 4.3 и 15 мкм. Длинноволновая полоса поглощения играет важную роль в радиационном режиме стратосферы и более высоких слоев атмосферы. Измерения уходящего излучения в обеих полосах используются для определения профиля температуры атмосферы (для термического зондирования атмосферы) из космоса.

Полосы поглощения озона находятся вблизи 4.0, 9.6 и 15 мкм. Наиболее важна из них полоса поглощения 9.6 мкм. Она играет заметную роль в радиационном теплообмене в стратосфере и мезосфере и используется для дистанционного определения вертикальных профилей и общего содержания O₃.

Важные полосы поглощения CH₄ и N₂O расположены вблизи 7.6; 3.3 и 7.8 мкм. Хотя их вклад в радиационный теплообмен не велик, измерения уходящего излучения в них можно использовать для определения общего содержания этих газов. Достаточно интенсивная полоса CO находится вблизи 4.7 мкм и уже использовалась для спутникового картирования общего содержания угарного газа в глобальном масштабе. Полосы поглощения фреонов, важных парниковых и озоноразрушающих газов расположены в окне прозрачности 8–12 мкм.

Кроме полос поглощения различных газов в ИК области спектра следует указать на спектральные интервалы, где атмосферное поглощение относительно невелико. Кроме уже упоминавшегося очень важного окна прозрачности 8–12 мкм, имеются окна

прозрачности вблизи 3.8 мкм и в ближнем ИК (БИК) диапазоне спектра (часто как окно прозрачности рассматривают также всю видимую область спектра). Измерения уходящего излучения в этих окнах прозрачности используются для дистанционного изучения поверхности Земли и облаков. Окно прозрачности 8–12 мкм играет важную роль в радиационном теплообмене. Примерно в этом спектральном диапазоне расположен максимум теплового излучения при температурах атмосферы, реализующихся на нашей планете. Именно окно прозрачности в существенной степени ответственно за выхолаживание земной поверхности и атмосферы за счет их теплового излучения в мировое пространство. Наличие полос поглощения CH_4 , N_2O и фреонов в окне прозрачности 8–12 мкм и увеличение их содержания в земной атмосфере за счет антропогенных факторов приводят к дополнительному "парниковому" эффекту и изменению климата Земли: появление дополнительного атмосферного поглощения уменьшает лучистое выхолаживание атмосферы. Упомянем также о полосах поглощения O_2 , H_2O и CO_2 в БИК области спектра. Эти полосы достаточно слабые, но они поглощают приходящее на поверхность Земли солнечное излучение в БИК области и потому также играют важную роль в радиационной энергетике атмосферы и поверхности.

Излучение в МКВ области спектра не играет заметной роли в процессах радиационного теплообмена из-за малости доли теплового излучения при длинах волн $\lambda > 100$ мкм, но эта область интенсивно используется для дистанционных измерений параметров атмосферы и земной поверхности [53]. Основными поглотителями в этой области являются O_2 и H_2O . В микроволновой области спектра имеется также большое количество вращательных линий многих атмосферных газов (например, озона, ClO , NO , N_2O , NO_2 , HNO_3 и т. д.). Хотя они проявляются в спектрах поглощения земной атмосферы относительно слабо, при определенной геометрии измерений и при наличии высокочувствительных приборов их используют для дистанционных измерений характеристик газового состава атмосферы. Измерения в спектральных интервалах со слабым поглощением – *микроволновых окнах прозрачности* – интенсивно используются для изучения свойств поверхности Земли, облаков и осадков.

Раздел 4. Рассеяние света в атмосфере

4.1. Молекулярное рассеяние

Рассмотрим взаимодействие электромагнитной волны с молекулами воздуха. Пусть на отдельную молекулу падает электромагнитная волна. Поскольку размеры молекулы много меньше длины волны, то все участки молекулы будут находиться в электромагнитном поле единой напряженности, поскольку пространственным изменением напряженности на расстояниях, равных размеру молекулы, мы пренебрегаем. Таким образом внешнее поле, действующее на молекулу, можно считать *однородным*. Под действием электрического поля падающей волны произойдет разделение зарядов частиц, составляющих молекулу (явление поляризуемости вещества), и молекула приобретет собственное электрическое поле. Аппроксимируем его как поле электрического диполя. Колебания внешнего поля (во времени) приведут к аналогичным колебаниям диполя, т.е. его движению с ускорением, в результате чего диполь сам станет вторичным центром генерации электромагнитной волны. Эта вторичная волна и есть рассеянное излучение.

Пусть на молекулу падает внешнее поле с напряженностью E_0 и индуцирует дипольный момент молекулы P . Предположим для начала, что падающая волна поляризована линейно (см. раздел 2). Тогда векторы E_0 и P будут все время лежать в одной плоскости. Направления их колебаний при этом будут параллельны. Используем известную из электродинамики формулу для поля колеблющегося диполя E_1 в дальней зоне (т.е. при $r \gg \lambda$):

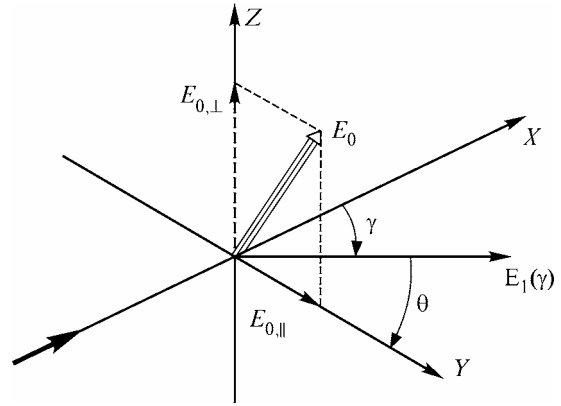


Рис. 4.1. Рассеяние электромагнитной волны на молекуле воздуха.

$$E_1(\theta) = \frac{1}{2c^2r} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \sin \theta, \quad (4.1.1)$$

где θ – угол между осью диполя и направлением рассеянного излучения (рис. 4.1), c – скорость света в вакууме, r – расстояние от диполя до точки наблюдения, t – время. Обратите внимание, что в геометрии на рис. 4.1 учтена поперечность электромагнитных волн: вектор E_0 и, следовательно, P перпендикулярны направлению распространения волны. Учтем связь дипольного момента с внешним полем

$$P = \tilde{\alpha} E_0$$

где $\tilde{\alpha}$ – поляризуемость среды (в нашем случае – газа). Тогда, вспоминая (2.1.1)

$$E_0(x, t) = E_{0,0} \cos\left(2\pi \nu t - \frac{2\pi}{\lambda} x + \delta\right),$$

имеем

$$E_1 = -\tilde{\alpha} \frac{1}{c^2 r} (2\pi \nu)^2 E_0 \sin \theta \quad (4.1.2)$$

Нас, в конечном итоге, будет интересовать интенсивность рассеянного излучения. Поскольку (4.1.1) и (4.1.2) написаны для поля излучения на большом расстоянии от

диполя, мы можем считать молекулу точечным источником излучения. Кроме того, в нашей идеализированной ситуации мы рассматриваем излучение только от одной единственной молекулы, вокруг которой вакуум. Из закона Бугера следует, что интенсивность излучения в вакууме (нулевой коэффициент ослабления) не зависит от расстояния. Следовательно, и *интенсивность рассеянного излучения от расстояния зависит не будет* ни непосредственно, ни косвенно (через определяемые зависимостью от r константы). Поэтому мы имеем полное право, уже на начальном этапе, игнорировать зависимость рассматриваемых величин от r , не дожидаясь, пока r «сократится», и записать (4.1.2) в виде

$$E_1 = -\tilde{\alpha} \frac{1}{c^2} (2\pi\nu)^2 E_0 \sin\theta \quad (4.1.3)$$

Пусть теперь падающая волна имеет, в общем случае, эллиптическую поляризацию. Как мы показали в разделе 3, в этом случае вектор ее электрического поля можно разложить на две взаимно перпендикулярные составляющие. Выберем (см. рис. 4.1) составляющую $E_{0,\parallel}$ лежащей в плоскости, образованной направлением падающей E_0 и рассеянной волны $E_1(\gamma)$. Эта плоскость называется *плоскостью рассеяния*. Составляющая $E_{0,\perp}$ расположится перпендикулярно плоскости рассеяния. Но тогда для этой величины $E_{0,\perp}$ угол между ней и направлением рассеяния всегда будет $\pi/2$ и $\sin\theta=1$. Учтем также, что *угол рассеяния* γ , по определению (раздел 2), есть угол между направлениями падающего и рассеянного излучения, то есть (см. рис. 4.1) угол $\gamma = \pi/2 - \theta$, следовательно, $\sin\theta = \cos\gamma$. Учитывая это, из (4.1.3) получаем

$$\begin{aligned} E_{1,\parallel} &= -\tilde{\alpha} \frac{1}{c^2} (2\pi\nu)^2 E_{0,\parallel} \cos\gamma \\ E_{1,\perp} &= -\tilde{\alpha} \frac{1}{c^2} (2\pi\nu)^2 E_{0,\perp} \cos\gamma \end{aligned} \quad (4.1.4)$$

Выражая из соотношений (4.1.4), согласно определению (2.7.15), интенсивность рассеянного излучения, с учетом условия нормировки (3.3.8) получаем *индикатрису молекулярного рассеяния*

$$x(\gamma) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \gamma). \quad (4.1.5)$$

Согласно (4.1.5) и рис. 4.2 молекулярное рассеяние не является изотропным. Оно больше в направлении вперед и назад и меньше в направлении вбок. Индикатриса (4.1.5), имеющая форму «восьмерки» (рис. 4.2) – называется *релеевской индикатрисой рассеяния*, а само молекулярное рассеяние часто именуют *релеевским рассеянием*.

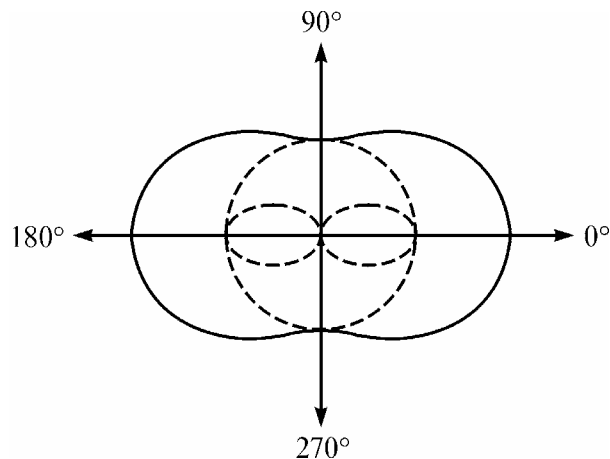


Рис. 4.2. Индикатриса молекулярного рассеяния (релеевская индикатриса).

Для сечения молекулярного рассеяния получается выражение

$$C_s = \frac{128\pi^5 \tilde{\alpha}^2}{3\lambda^4}. \quad (4.1.6)$$

Вспользуемся далее известным из электростатики выражением для поляризуемости $\tilde{\alpha}$ однородного диэлектрика в однородном поле

$$\tilde{\alpha} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi N} = \frac{n^2 - 1}{4\pi N}, \quad (4.1.7)$$

где $\varepsilon = n^2$ – диэлектрическая проницаемость, связанная с показателем преломления газа n , а N – число молекул газа в единице объема, т.е. его счетная концентрация. Окончательно получаем для сечения молекулярного рассеяния

$$C_s = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N^2 \lambda^4}. \quad (4.1.8)$$

Полагая, что все молекулы взаимодействуют с излучением независимо, получаем для *объемного коэффициента молекулярного рассеяния* $\sigma = N C_s$ формулу:

$$\sigma = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2}{3N \lambda^4}. \quad (4.1.9)$$

Соотношения (4.1.8) и (4.1.9) имеют обманчивый вид, поскольку концентрация частиц N стоит в них в знаменателе, то есть, казалось бы, чем меньше концентрация N , тем сильнее должно быть молекулярное рассеяние, что, очевидно, противоречит физике процесса. Заметим, однако, что поляризуемость $\tilde{\alpha}$ в исходной формуле (4.1.6) есть характеристика молекулы вещества, то есть она не зависит от концентрации. Зависимость же от N проявляется для показателя преломления газа, поскольку согласно (4.1.7) $(n^2 - 1)$ пропорционален N . Поэтому, в полном соответствии с (4.1.6) и физическим смыслом, сечение молекулярного рассеяния (4.1.8) не зависит от концентрации частиц, а объемный коэффициент молекулярного рассеяния (4.1.9) прямо пропорционален концентрации.

Согласно (4.1.9) *объемный коэффициент молекулярного рассеяния обратно пропорционален четвертой степени длины волны света*. Это утверждение носит название *закон Релея*. Согласно закону Релея голубые и синие лучи света (примерно 0.45 мкм) рассеиваются в воздухе значительно (почти в 4 раза) сильнее, чем оранжевые и красные лучи (0.64 мкм). Этим и объясняется голубой цвет безоблачного неба, определяемый рассеянным солнечным излучением, где преобладают голубые и синие лучи; красный цвет зари, а также красный цвет заходящих Солнца и Луны: при больших зенитных углах ослабление в атмосфере становится значительным, и поэтому в спектре прямого и рассеянного излучения «остаются» в основном красные и оранжевые лучи.

Для количественной характеристики релейского рассеяния и ослабления приведем табл. 4.1, где даны объемные коэффициенты рассеяния σ при давлении $p = 1$ атм и $T = 15^\circ\text{C}$ и оптические толщины (по вертикали) $\tau(0, \infty)$ всей земной атмосферы.

Таблица 4.1. Коэффициенты молекулярного рассеяния и оптические толщии атмосферы по вертикали.

Длина волны, мкм	σ , км ⁻¹	$\tau(0, \infty)$	Длина волны, мкм	σ , км ⁻¹	$\tau(0, \infty)$
0.30	$1.446 \cdot 10^{-1}$	1.2237	0.65	$5.893 \cdot 10^{-3}$	0.0499
0.32	$1.098 \cdot 10^{-1}$	0.9290	0.70	$4.364 \cdot 10^{-3}$	0.0369
0.34	$8.494 \cdot 10^{-2}$	0.7188	0.80	$2.545 \cdot 10^{-3}$	0.0215
0.36	$6.680 \cdot 10^{-2}$	0.5653	0.90	$1.583 \cdot 10^{-3}$	0.0134
0.38	$5.327 \cdot 10^{-2}$	0.4508	1.06	$8.458 \cdot 10^{-4}$	0.0072
0.40	$4.303 \cdot 10^{-2}$	0.3641	1.26	$4.076 \cdot 10^{-4}$	0.0034
0.45	$2.644 \cdot 10^{-2}$	0.2238	1.67	$1.327 \cdot 10^{-4}$	0.0011
0.50	$1.726 \cdot 10^{-2}$	0.1452	2.17	$4.586 \cdot 10^{-5}$	0.0004
0.55	$1.162 \cdot 10^{-2}$	0.0984	3.50	$6.830 \cdot 10^{-6}$	0.0001
0.60	$8.157 \cdot 10^{-3}$	0.0690	4.00	$4.002 \cdot 10^{-6}$	0.0000

Данные таблицы наглядно демонстрируют сильную спектральную зависимость коэффициента релеевского рассеяния и оптической толщины всей атмосферы. Если для длины волны 0.30 мкм оптическая толщина атмосферы больше единицы, то в ближней ИК области она не превышает сотых долей. Это свидетельствует о важной роли релеевского рассеяния в ослаблении, например, солнечного излучения в УФ области спектра и его малости в ИК и, тем более, в МКВ спектральных областях. Как правило, в указанных длинноволновых спектральных областях молекулярным рассеянием пренебрегают при решении различных атмосферно–оптических задач. Значительное влияние молекулярного рассеяния наблюдается в атмосфере Венеры, где оптические толщии молекулярного рассеяния могут достигать сотен единиц.

Проанализируем поляризацию рассеянного света. Пусть падающий свет с интенсивностью I_0 не поляризован. Вспомним определение степени линейной поляризации (2.7.21) как отношения разности максимальной и минимальной интенсивности к их сумме. После рассеяния максимальной будет интенсивность $I_{\perp} = 1 \cdot \frac{1}{2} I_0$, а минимальной – $I_{\parallel} = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \gamma$ (поскольку всегда $\cos^2 \gamma \leq 1$). Тогда степень линейной поляризации рассеянного света есть

$$P_l = \frac{1 - \cos^2 \gamma}{1 + \cos^2 \gamma} = \frac{\sin^2 \gamma}{1 + \cos^2 \gamma}. \quad (4.1.10)$$

Таким образом, степень линейной поляризации при релеевском рассеянии равна нулю при $\gamma = 0$ и $\gamma = 180^\circ$ и составляет 100 % при $\gamma = 90^\circ$, то есть в направлениях, перпендикулярных падающему свету, рассеянный свет является полностью линейно поляризованным.

При выводе формул молекулярного рассеяния мы считали молекулы идеальными сферами. Однако, в силу анизотропии в строении молекул, строгая теория, учитывающая эти особенности, дает поправку к полученным соотношениям в виде множителя, зависящего от фактора деполаризации δ . Оказывается, что при молекулярном рассеянии степень линейной поляризации (4.1.10) для угла 90° теоретически не равна единице, а меньше ее на величину δ .

Для расчетов коэффициентов молекулярного рассеяния необходимо знать показатель преломления воздуха. Вне полос поглощения часто используют приближенное эмпирическое соотношение [2, 10, 13, 21]:

$$(n_0 - 1) = 10^{-6} \left(64,328 + \frac{29498,1}{146 - \lambda^{-2}} + \frac{255,4}{41 - \lambda^{-2}} \right), \quad (4.1.11)$$

где λ – длина волны в мкм, n_0 – показатель преломления при давлении $p_0 = 1000$ мбар, температуре $T_0 = 15^\circ \text{C}$ и нулевой влажности. При расчетах используют различные соотношения для зависимости показателя преломления воздуха от концентрации молекул. Простейшей является формула

$$n - 1 = (n_0 - 1) \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (4.1.12)$$

где ρ – плотность воздуха, ρ_0 – плотность сухого воздуха при p_0 и T_0 ($\rho_0 = 1.20903 \cdot 10^{-3} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$). Рассмотрение молекулярного рассеяния при наличии поглощения приведено в монографиях [10, 19, 34].

4.2. Рассеяние и поглощение на аэрозольных частицах

Для нахождения характеристик взаимодействия аэрозольных частиц с излучением они математически моделируются телами определенной геометрической формы, что позволяет решать для таких тел задачу о дифракции на них электромагнитных волн.

Основная сложность при теоретическом анализе рассеяния на аэрозольных частицах связана с тем, что их размеры, в общем случае, уже не малы по сравнению с длиной волны падающего излучения (см. характерные размеры аэрозолей в разделе 1). Поэтому мы не можем, как при молекулярном рассеянии, пренебрегать изменениями вектора электрической напряженности падающей волны на поверхности частицы. В связи с этим возникает проблема нахождения неоднородного электромагнитного поля *внутри частицы*, которое с учетом граничных условий на ее поверхности связано с интересующим нас полем рассеянного излучения. Для строгого решения этой задачи необходимо решать уравнения Максвелла, что даже в простейших случаях приводит к очень громоздким выкладкам. После записи уравнений Максвелла и граничных условий их решение превращается в чисто математическую задачу. Сами решения приводят к столь сложным зависимостям характеристик рассеяния от исходных параметров, что понять «физический смысл» результатов весьма затруднительно.

Однако в оптике аэрозолей можно использовать приближения, позволяющие в ряде случаев получить простые решения задачи рассеяния. Так приближение Рэлея–Ганса–Джинса основано на предположении, что поле внутри частицы однородно и формируется одинаково ориентированными диполями; тогда внешнее поле можно найти как суперпозицию полей всех диполей. Это приближение хорошо выполняется для частиц с размерами много меньшими длины волны. В приближении «мягких» частиц Ван де Хюлста считается, что внутреннее поле частицы совпадает с внешним полем падающей волны. Это выполняется для частиц с показателем преломления, близким к единице, в частности, для водных частиц. Рассмотрение с использованием приближений дает возможность провести физический анализ процессов рассеяния.

Простейшим случаем, для которого получено общее решение задачи дифракции, является рассеяние света *однородным шаром*. Это решение носит название *теории Ми*¹. Вкратце схема вывода формул Ми такова. Записываются уравнения Максвелла для падающей, рассеянной, прошедшей внутрь частицы волн и граничные условия для них.

¹ По имени немецкого ученого Густава Ми, получившего его в 1908г.

Затем известным приемом теоретической электродинамики – введением скалярного и векторного потенциалов – система уравнений преобразуется из векторной в скалярную форму. В силу сферической симметрии задачи решение ищется в виде разложения в ряд по сферическим функциям, к такому же виду преобразуются падающая волна и граничные условия. В результате переменные в уравнениях разделяются, уравнения сводятся к случаям с известными решениями и для коэффициентов рядов получаются системы линейных алгебраических уравнений, которые легко решаются. Результаты выражаются через функции Бесселя с полуцелым индексом и полиномы Лежандра (заметим, что, несмотря на «солидные» названия, эти функции относятся к классу элементарных). Все математические операции при выводе формул Ми не сложны, однако сопровождаются очень громоздкими преобразованиями.

Поглощение и рассеяние света однородной сферической частицей характеризуется тремя безразмерными параметрами: отношением $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$, где r – радиус частицы, λ – длина волны света; m – комплексным показателем преломления (КПП) вещества частицы (КПП – пара чисел, поэтому параметров три).

В оптике аэрозолей, помимо сечений ослабления, рассеяния и поглощения вводят еще *факторы ослабления, рассеяния и поглощения* Q_e, Q_s, Q_a , которые определяются как *отношения сечений к площади проекции частицы, перпендикулярной падающей волне*. Для шара эта площадь πr^2 , следовательно $Q_e = \frac{C_e}{\pi r^2}$, $Q_s = \frac{C_s}{\pi r^2}$, $Q_a = \frac{C_a}{\pi r^2}$. Факторы – безразмерные величины, поэтому позволяют сравнивать относительные характеристики взаимодействия частиц разных размеров (в этом смысл их введения). Теория Ми для факторов рассеяния $Q_s = \frac{C_s}{\pi r^2}$ и ослабления $Q_e = \frac{C_e}{\pi r^2}$ дает соответствующие выражения (см., например, монографии [4, 34]). Фактор поглощения есть $Q_e - Q_s$.

Как мы уже отмечали, формулы Ми получаются как чисто математическое решение задачи дифракции на однородном шаре и не дают возможности разобраться в физике процесса. Ниже мы приведем некоторые результаты расчетов по ним, но пока продолжим теоретическое исследование аэрозольного рассеяния и рассмотрим предельные случаи, которые позволят нам выявить важные физические закономерности.

Пусть размеры частиц, которые по-прежнему считаем однородными шарами, много меньше длины волны света. В этом случае мы можем, рассуждая как при молекулярном рассеянии, пренебречь неоднородностями внешнего поля, падающего на частицу. Кроме того предположим, что вещество частицы – диэлектрик, то есть проводимость вещества либо отсутствует, либо пренебрежимо мала. В силу явления поляризуемости диэлектрика (вещества частицы), на поверхности частицы появятся наведенные внешним полем заряды. В силу сферической симметрии частицы, однородности внешнего поля и отсутствия проводимости, положительные и отрицательные заряды окажутся в разных полушариях частицы и распределятся строго симметрично друг другу. Разделение зарядов означает, что мы имеем *излучающий диполь*. Далее, очевидно, следует повторить все рассуждения, использованные при выводе формул молекулярного рассеяния, в результате чего для малых аэрозольных частиц окажутся справедливыми все соотношения (4.1.1)–(4.1.6).

Для получения сечения рассеяния малой частицы воспользуемся известным из электростатики выражением для поляризуемости $\tilde{\alpha}$ однородного шара в однородном поле [31].

$$\tilde{\alpha} = r^3 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = r^3 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}, \quad (4.2.1)$$

где r – радиус шара, n – показатель преломления его вещества. Подставляя (4.2.1) в (4.1.6), находим

$$C_s = \frac{128\pi^5}{3} \frac{r^6}{\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2. \quad (4.2.2)$$

Выражение (4.2.2) дает ту же обратную пропорциональность сечения рассеяния четвертой степени длины волны, что и молекулярное рассеяние. То есть для малых аэрозольных частиц справедлив закон Релея. Кроме того, выше мы отметили, что индикатриса и матрица рассеяния малых частиц, а, следовательно, и их поляризационные характеристики, также идентичны молекулярным. В силу этого говорят о *релеевских аэрозольных частицах* (для которых выполнено рассматриваемое приближение), *релеевской индикатрисе рассеяния* (индикатрисе $x(\gamma) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \gamma)$ – рис. 4.2), *области релеевского рассеяния* (диапазоне длин волн и размеров частиц, где выполнено релеевское приближение). Поскольку границы приближения релеевского рассеяния зависят от длины волны света, в дальнем ИК и МКВ диапазонах релеевское рассеяние реализуется и для очень крупных частиц облаков и осадков.

Рассмотрим теперь противоположный случай – случай частиц, много больших длины волны света, то есть таких, для которых $x = \frac{2\pi r}{\lambda} \gg 1$. Для них, очевидно, в пределе должна быть верной геометрическая оптика, в рамках которой можно считать, что частица рассеивает и поглощает весь свет, падающий на ее поверхность. Тогда, по определению сечения ослабления, оно равно πr^2 (площади тени от частицы). Соответственно, для фактора ослабления должно быть $Q_e = 1$. Однако на самом деле этот результат неверен. Действительно, в рамках геометрической оптики мы не можем учесть дополнительное ослабление, вызванное дифракцией (рассеянием) лучей на краях частицы, идущих мимо нее. А эта дифракция будет иметь место вследствие волновой природы света.

Следовательно, реальное сечение ослабления должно быть равно сумме геометрического и некоторого дополнительного сечения. Чтобы получить количественное значение этого дополнительного *сечения дифракции* используют оптическую теорему Бабине, вытекающую, например, из дифракционной формулы Френеля–Кирхгофа (см. [4, 5, 7, 31]). По теореме Бабине – *сечение рассеяния за счет дифракции у крупной частицы равно ее геометрическому сечению*. Суммируя сечение дифракции с геометрическим, находим, что для *любых частиц с размерами, много большими длины волны, сечение ослабления равно удвоенной площади проекции частицы на плоскость, перпендикулярную лучам света* (точнее, асимптотически стремится к удвоенной площади при стремлении ее размеров к бесконечности). В частности для сферических частиц получаем $S_e = 2\pi r^2$ ($Q_e = 2$). Поскольку с дифракцией связано исключительно рассеяние света, из вышеизложенного следует простое следствие: *сечение поглощения крупной частицы не может превосходить ее сечение рассеяния, иными словами, крупная частица поглощает не больше энергии излучения, чем ее рассеивает*.

Итак, крупная частица (любой формы) изымает из пучка света энергии вдвое больше, чем падает на ее поверхность. Этот удивительный факт, противоречащий геометрической оптике и основанному на ней здравому смыслу, носит название «*парадокс ослабления*». Наличие этого парадокса подчеркивает, что *к процессам рассеяния излучения геометрическая оптика, вообще говоря, неприменима, и любые полученные с ее помощью результаты требуют проверки в рамках волновой оптики*. Примирить же парадокс ослабления с житейским опытом и здравым смыслом нам поможет простое объяснение, предложенное Ван де Хюлстом. Парадокс связан с тем, что при строгом рассмотрении явления дифракции мы считаем изменившимися направление и, следовательно, удаленными

из пучка прошедшего света любые лучи, в том числе и рассеянные на предельно малые углы. Следовательно, наблюдать дифракционную картину и измерять сечение ослабления мы должны на очень большом (в пределе – бесконечно большом) расстоянии от частицы, где мы сумеем учесть вклад этих малых углов. Поэтому, наблюдая тень от камня, лежащего на окне комнаты, мы ни глазом, ни прибором не сможем отделить прошедшее мимо камня излучение от излучения, рассеянного камнем на очень малые углы, и в полном соответствии с геометрической оптикой и здравым смыслом получим для него фактор ослабления $Q_e = 1$. Но если тот же камень – это метеорит, находящийся в сотнях миллионах километров от Земли, то лучи света, рассеянные на очень малые углы, уже пройдут мимо нашего прибора, и мы зафиксируем фактор ослабления, близкий к $Q_e = 2$.

Возвращаясь к факторам ослабления по теории Ми можно утверждать, что должно выполняться соотношение

$$\lim_{x \rightarrow \infty} Q_e(x, m) = 2. \quad (4.2.3)$$

Соотношение (4.2.3) подтверждается в численных расчетах и используется для тестирования алгоритмов и компьютерных программ вычислений по теории Ми [4].

Для расчетов оптических характеристик аэрозольных частиц (например, с помощью алгоритмов теории Ми) необходимо располагать информацией о комплексном показателе преломления вещества частиц. С учетом разнообразия физико-химических свойств атмосферного аэрозоля, его временной и пространственной изменчивости, получение этих данных является достаточно громоздкой и объемной задачей. К настоящему времени измерены показатели преломления многих веществ, входящих в состав атмосферных аэрозолей. В частности, обширные данные о спектральном поведении действительной и мнимой частей показателя преломления различных веществ приведены в монографиях, справочниках и базах данных (см., например, [13]). Приведем, для примера, табл. 4.2, характеризующую информацию о показателях преломления различных веществ, содержащуюся в базе данных HITRAN-96 [48].

Как следует из приведенной таблицы и других многочисленных данных, показатели преломления задаются в широких областях спектра, что позволяет рассчитывать различные оптические характеристики аэрозольных частиц в соответствующих областях. Например, показатель преломления льда известен в диапазоне длин волн от 0.04 до $8 \cdot 10^6$ мкм, т.е. от 40 нм до 8 метров. В общем случае, показатели преломления есть функции температуры, поэтому в базе данных HITRAN-96 приведены показатели преломления некоторых веществ для ряда температур.

На рис. 4.3 дан спектральный ход действительной и мнимой части показателя преломления воды и льда – наиболее распространенных в земной атмосфере аэрозольных веществ. Рисунок демонстрирует спектральную изменчивость n и k , особенно сильную для мнимой части показателя преломления – коэффициента поглощения.

Таблица 4.2. Сведения о показателе преломления различных веществ в базе данных HITRAN-96.

Вещество	Примечания
Вода (жидкая)	Спектральная область 0.65–1000 мкм
Вода (лед)	0.04–8 10^6 мкм
Раствор H ₂ SO ₄ /H ₂ O	Комнатная температура, 0.35–25 мкм, 25, 38, 50, 75, 84.5, 95.6 % растворы H ₂ SO ₄ по весу
Раствор H ₂ SO ₄ /H ₂ O	Комнатная температура, 6.4–13 мкм, 90 % H ₂ SO ₄ по весу
Раствор HNO ₃ /H ₂ O	Комнатная температура, 2–32 мкм, 3, 12, 22, 40, 70 % HNO ₃ по весу
NAT (HNO ₃ ·3H ₂ O)	1.4–20 мкм, тригидрат азотной кислоты при 196 К
NAT (HNO ₃ ·3H ₂ O)	1.4–20 мкм, тригидрат азотной кислоты при 181 К
NAD (HNO ₃ ·2H ₂ O)	1.4–20 мкм, дигидрат азотной кислоты при 184 К
NAM (HNO ₃ ·H ₂ O)	1.4–20 мкм, моногидрат азотной кислоты при 179 К
Вода (лед)	Пластинка льда при 163 К
NAT	Твердая пленка раствора аморфного NAT при 153 К
NAD	Твердая пленка раствора аморфного NAD при 153 К
NAM	Твердая пленка раствора аморфного NAM при 153 К
NaCl	Комнатная температура, 0.2–30000 мкм
Морская соль	Комнатная температура, 0.2–30000 мкм
Сульфат аммония	Комнатная температура, 0.2–40 мкм
Углеродный материал	Комнатная температура, 0.2 – 40 мкм
Вулканическая пыль	Комнатная температура, 0.2–40 мкм
Метеорная пыль	Комнатная температура, 0.2–40 мкм
Кварц	Комнатная температура, 0.2–300 мкм
Окись железа	Комнатная температура, 0.2–300 мкм
Песок	Комнатная температура, 0.2–300 мкм

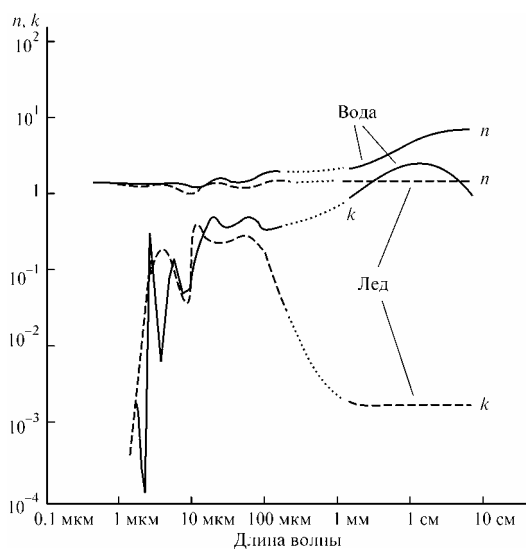


Рис. 4.3. Спектральная зависимость действительной n и мнимой k части показателя преломления воды и льда.

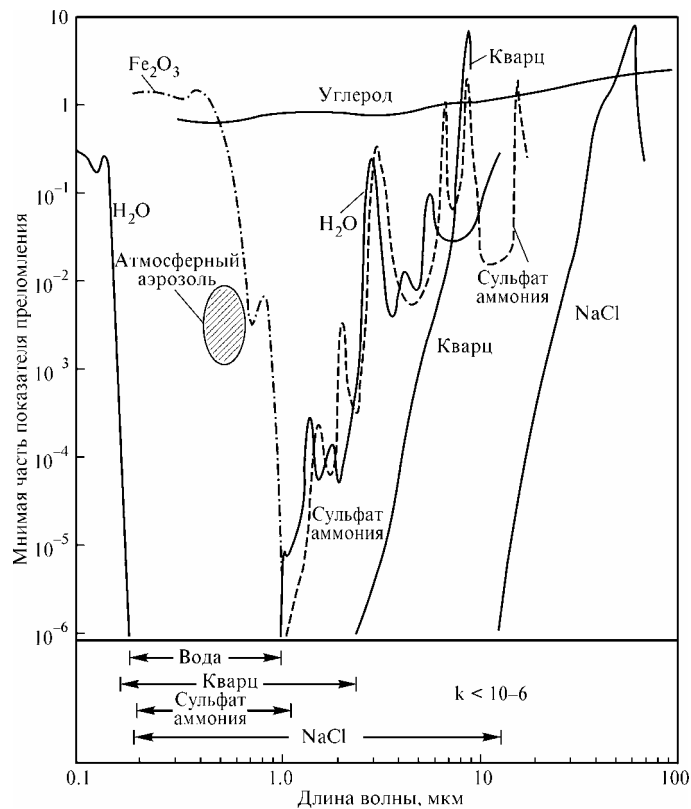


Рис.4.4. Спектральная зависимость коэффициента поглощения различных веществ атмосферного аэрозоля.

Сравнения мнимых частей показателя преломления в широкой области спектра от 0.1 до 100 мкм для различных атмосферных аэрозолей дано на рис. 4.4. Напомним, что мнимая часть в значительной степени определяет поглощательные свойства атмосферного аэрозоля (раздел 2.7). Из рисунка следует, что мнимые части показателя преломления для различных веществ отличаются на порядки величин – от значений близких к единице до 10^{-6} и менее. Кроме того, для отдельных веществ характерна сильная спектральная зависимость $k(\lambda)$. В нижней части рисунка приведены спектральные области, где для воды, кварца, сульфата аммония и NaCl мнимые части показателя преломления менее 10^{-6} . Например, для воды эта область охватывает часть УФ, видимый и часть ближнего ИК диапазона. С другой стороны, вода характеризуется значительными величинами k в инфракрасной области спектра.

На рис. 4.5 приведены зависимости факторов ослабления Q_e , рассеяния Q_s и поглощения Q_a от параметра x ($x = \frac{2\pi r}{\lambda}$) для трех веществ: воды ($m = 1.33 - i \cdot 1 \cdot 10^{-9}$), кварца ($m = 1.535 - i \cdot 5 \cdot 10^{-4}$) и сажи ($m = 1.82 - i \cdot 0.74$) при условии постоянства КПП. Последнее условие физически соответствует изменению только радиуса частицы при фиксации длины волны.

Зависимости $Q_e(x)$ для воды и кварца носят характер затухающих колебаний, сходящихся к асимптотическому значению 2. На рисунке видна также сильная изменчивость характера зависимости $Q_e(x)$ от КПП: кривые для трех веществ существенно различны, в частности, для сажи из-за очень сильного поглощения колебательный характер зависимости вообще не проявляется, а имеется плавный ход $Q_e(x)$.

Отсюда можно сделать вывод, что чем больше мнимая часть КПП, тем слабее осцилляции факторов ослабления $Q_e(x)$ и рассеяния $Q_s(x)$. Интересно заметить, что максимальное сечение ослабления частиц в 3–4.5 раза больше, чем их геометрическая площадь: это результат дифракционного ослабления.

Для непоглощающих веществ (вода) и слабопоглощающих (кварц) кривые для факторов рассеяния практически совпадают с фактором ослабления $Q_e(x)$. Для кварца на рис. 4.5 показан фактор поглощения, а для сажи – рассеяния и поглощения. Видно, что у фактора поглощения кварца отсутствуют низкочастотные колебания. У сажи факторы рассеяния и поглощения имеют такой же плавный ход, как $Q_e(x)$.

Индикатрисы рассеяния в зависимости от параметра x для воды, сажи и кварца приведены на рис. 4.6. Для малых частиц, как мы выяснили выше, индикатриса близка к релеевской. С ростом размера частицы индикатриса вытягивается в направлении вперед. Это обусловлено тем, что рассеянное излучение – это дифрагированное излучение. Из теории дифракции известно, что чем больше препятствие (размеры частицы), тем в более малом телесном угле вблизи направления распространения первоначального излучения «концентрируется» дифрагированное излучение. Поэтому индикатрисы аэрозольных частиц – вытянутые, и тем сильнее, чем крупнее частицы. Поскольку такие индикатрисы получаются из расчетов по теории Ми, они называются, в отличие от релеевских, *индикатрисы Ми*. Как противоположность релеевскому рассеянию используют термин *рассеяние Ми* (т.е. рассеяние, для описания которого требуются расчеты по общей теории).

Для сравнительно малых частиц форма индикатрисы практически не зависит от КПП. Так на рис. 4.6 а индикатрисы для $x=1$ практически совпадают. С ростом x в индикатрисе рассеяния начинают появляться вторичные максимумы: *максимум обратного рассеяния* при угле 180° и боковые максимумы. Величина и форма этих максимумов уже сильно зависит от типа вещества. Это видно на рис. 4.6 а, а также на рис. 4.6 б, где отдельно изображена область углов $90-180^\circ$. Для кварца максимум обратного рассеяния и боковые максимумы выражены очень сильно, для воды и сажи – значительно слабее, но при этом индикатриса воды имеет наиболее сильные минимумы. Боковые максимумы воды представляют особый интерес, поскольку «отвечают» за такие атмосферные явления как радуги, глории и т.п.

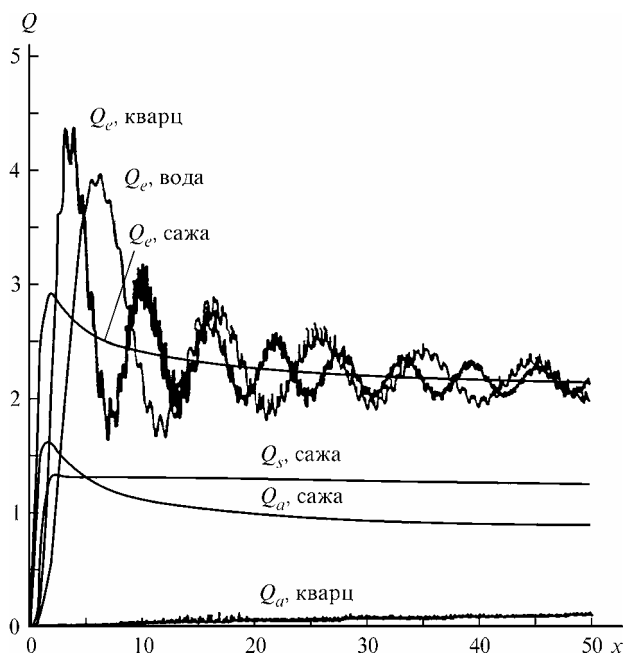


Рис. 4.5. Факторы ослабления, рассеяния и поглощения различных веществ как функции параметра x .

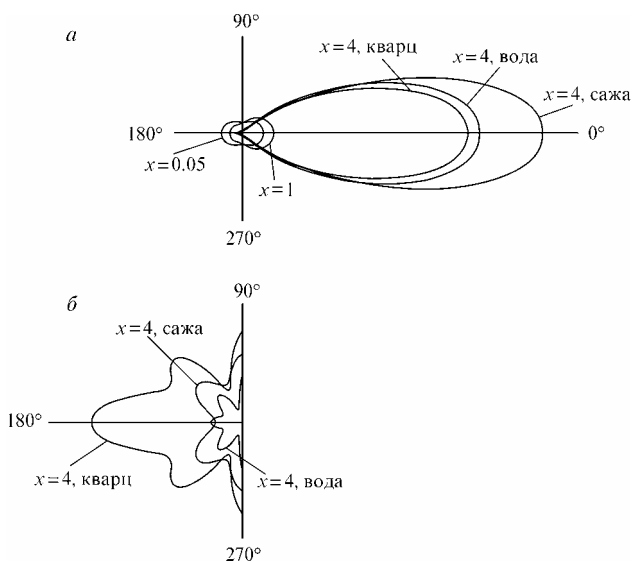


Рис. 4.6. Индикатрисы рассеяния различных веществ как функции параметра x : а – общий вид; б – область рассеяния назад.

4.3. Аэрозольное рассеяние и поглощение в атмосфере

В предыдущем параграфе мы рассмотрели взаимодействие излучения с одиночными аэрозольными частицами. Реальные атмосферные аэрозоли состоят из различных веществ и имеют разные размеры. Как мы отмечали в разделе 1, характеристикой разницы в размерах – дисперсности аэрозолей является функция распределения частиц по размерам $n(r)$, где n – концентрация частиц, r – радиус. Число частиц в единице объема dN с размерами от r до $r + dr$ по определению функции распределения (1.2.10) есть $dN = n(r) dr$. Как показано в разделе 2, объемный коэффициент аэрозольного ослабления $d\alpha$ для частиц в указанном диапазоне радиусов согласно (2.3.5) есть

$$d\alpha(r) = dN C_e(r) = n(r) C_e(r) dr.$$

Для получения суммарного объемного коэффициента всех аэрозольных частиц мы должны, согласно (2.3.6), сложить все $d\alpha(r)$, откуда сразу получаем

$$\alpha = \int_0^{\infty} n(r) C_e(r) dr. \quad (4.3.1)$$

Будем по-прежнему моделировать аэрозольные частицы однородными сферами. Тогда (4.3.1) удобнее переписать несколько иначе. Учтем, что $C_e(r) = \pi r^2 Q_e(r, m)$ и запишем функцию распределения в виде $n(r) = N f(r)$, где N – полная концентрация аэрозольных частиц (всех размеров), а $f(r)$ соответственно нормированная функция распределения (см. раздел 1). В результате (4.3.1) запишется как

$$\alpha = N \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_e(r, m) f(r) dr. \quad (4.3.2)$$

Из (2.3.7) следует, что соотношения, совершенно аналогичные (4.3.2), получатся и для объемных коэффициентов аэрозольного рассеяния и поглощения

$$\sigma = N \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_s(r, m) f(r) dr, \quad k = N \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_a(r, m) f(r) dr, \quad (4.3.3)$$

Для индикатрисы аэрозольного рассеяния, мы, как выяснили в разделе 3, должны суммировать произведения индикатрис на объемные коэффициенты рассеяния. В диапазоне от r до $r + dr$ эти произведения есть $n(r) \sigma(r) x(r, \gamma) dr = N f(r) \sigma(r) x(r, \gamma) dr$. Теперь для индикатрисы мы должны воспользоваться "правилами сложения" (2.6.2), откуда получаем

$$x(\gamma) = \frac{\int_0^{\infty} \pi r^2 Q_s(r, m) x(r, m, \gamma) f(r) dr}{\int_0^{\infty} \pi r^2 Q_s(r, m) f(r) dr}, \quad (4.3.4)$$

где слева стоит суммарная аэрозольная индикатриса рассеяния, а под интегралом – индикатриса частицы радиуса r .

Аэрозольные частицы в атмосфере, с учетом их дисперсности, принято именовать *ансамблем частиц*. Полученные формулы (4.3.1)–(4.3.4) полностью решают задачу определения оптических характеристик ансамбля сферических однородных частиц: необходимо знать концентрацию частиц, функцию их распределения по размерам и комплексный показатель преломления (КПП) вещества частиц (плюс уметь рассчитывать характеристики взаимодействия излучения с одиночной частицей, например, по теории Ми). Если же в атмосфере присутствуют аэрозольные частицы нескольких сортов (с

разными $f(r)$ и КПП), мы всегда можем вычислять оптические характеристики для каждого сорта отдельно, а потом пользоваться правилами сложения (2.3.6), (2.3.7), (2.6.2).

Влияние аэрозольных частиц на перенос излучения наиболее значимо в видимой области спектра, где почти нет полос поглощения атмосферных газов, и решающими механизмами трансформации солнечного излучения в атмосфере являются молекулярное рассеяние и аэрозольное ослабление. В видимой области КПП основных аэрозольных веществ меняются по спектру мало, и их можно считать константами. Рассмотрим аппроксимацию функции распределения аэрозольных частиц по размерам распределением Юнге $f(r) = Cr^{-b}$, где b – параметр распределения, C – постоянный коэффициент, конкретное значение которого нас не интересует. Тогда выражение для коэффициента аэрозольного ослабления (4.3.2) примет вид:

$$\alpha = \pi N C \int_0^{\infty} r^{2-b} Q_e r dr .$$

Согласно теории Ми, Q_e зависит от $\frac{2\pi r}{\lambda}$, где λ – длина волны света. Введем в интеграл

подстановку $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$, тогда $r = \frac{\lambda x}{2\pi}$, $dr = \frac{\lambda}{2\pi} dx$ и

$$\alpha = \frac{\pi N C}{2\pi^{2-b}} \int_0^{\infty} \lambda^{2-b} x^{2-b} Q_e \frac{\lambda}{2\pi} dx ,$$

откуда

$$\alpha = A \lambda^{-\beta} , \tag{4.3.5}$$

где A – не зависящая от λ константа, а показатель степени β связан с параметром распределения Юнге как $\beta = b - 3$ (часто распределение Юнге записывают в виде $f(r) = Cr^{-1-b'}$, тогда, соответственно, $\beta = b' - 2$).

Формула (4.3.5) называется *формулой Ангстрема* [40]. Согласно ей аэрозольное ослабление обратно пропорционально некоторой степени длины волны света. Этим оно похоже на молекулярное рассеяние, для которого $\beta = 4$. Как мы выяснили в предыдущем пункте, такой же показатель пропорциональности имеет сечение ослабления для малых (релеевских) частиц, следовательно, согласно (4.3.1), и объемный коэффициент ослабления таких частиц. Поскольку случай релеевских частиц предельный, для атмосферного аэрозоля $\beta \leq 4$. Из связи β с распределением Юнге следует, что чем меньше параметр b , то есть чем больше в воздухе крупных частиц, тем меньше показатель степени β . Таким образом, присутствие крупных частиц делает спектральную зависимость аэрозольного ослабления менее выраженной, вплоть до ее отсутствия ($\beta = 0$ при $b = 3$).

В видимой области спектра аэрозольное поглощение много меньше аэрозольного рассеяния (мнимые части КПП почти всех аэрозольных частиц близки к нулю). Поэтому все сказанное выше о зависимости β от размеров частиц относится и к аэрозольному рассеянию. Таким образом, в отличие от молекулярного рассеяния, аэрозольное рассеяние уменьшается с длиной волны более слабо, а для крупных частиц вообще практически не меняется, и свет разных длин волн рассеивается аэрозодем примерно одинаково. Этим объясняется нейтральный цвет аэрозольных образований: облака, туманы, скопления пыли, дым выглядят белыми, серыми, черными; в то время как голубой цвет неба связан, как мы выяснили в разделе 4.1, с $\beta = 4$ для молекулярного рассеяния.

Вспомним, что при выводе формулы Ангстрема (4.3.5) мы сделали два допущения: независимость КПП от длины волны и соответствие функции распределения формуле Юнге. Эти допущения накладывают весьма серьезные ограничения на практическое

использование (4.3.5): она неверна в ИК диапазоне, где КПП существенно меняется с длиной волны; для распределений, отличных от Юнге; наконец, при наличии в атмосфере аэрозолей разной природы с различными КПП. Несмотря на все допущения, формулой Ангстрема достаточно часто пользуются при обработке результатов натуральных измерений.

Основные особенности оптических характеристик полидисперсного аэрозоля обусловлены сглаживанием обсуждавшихся в предыдущем параграфе осцилляций факторов ослабления, рассеяния и индикатрис рассеяния за счет интегрирования по ансамблю аэрозольных частиц. Поэтому зависимость оптических аэрозольных характеристик от длины волны света получается достаточно гладкой, что косвенно подтверждает и полученная аналитически формула Ангстрема (4.3.5). Это сглаживание тем сильнее, чем больше разброс размеров частиц, то есть дисперсность их функции распределения. В случаях, когда преобладают частицы одного размера, сглаживание слабое, и в оптических характеристиках аэрозольных ансамблей начинают проявляться особенности, присущие отдельным частицам. Малую дисперсность имеют ледяные частицы перистых и перисто-слоистых облаков, поэтому в таких облаках наблюдается *гало*. Таким образом, наблюдение особых оптических явлений в облаках есть свидетельство малой дисперсности частиц, их составляющих; следовательно, даже по чисто визуальным наблюдениям можно сделать определенные выводы о размерах облачных частиц.

Иногда для аппроксимаций аэрозольных индикатрис рассеяния используются аналитические выражения. В частности, наиболее популярной является *функция Хэньи-Гринштейна* [26, 33]:

$$x(\gamma) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \gamma)^{3/2}}, \quad (4.3.6)$$

где параметр $0 \leq g < 1$ имеет смысл вытянутости вперед индикатрисы: чем он больше, тем сильнее вытянутость.

Объемные коэффициенты аэрозольного рассеяния и поглощения, индикатриса аэрозольного рассеяния, согласно уравнению переноса (2.6.3), используются как входные параметры при расчете поля излучения в атмосфере. Возникает проблема определения численных значений этих компонент. Её решают путем вычислений оптических характеристик аэрозолей по заданным комплексному показателю преломления, функции распределения частиц по размерам и концентрации частиц, а они, в свою очередь получаются из экспериментальных измерений. Совокупность указанных характеристик и рассчитанных по ним характеристик оптических называется *аэрозольной моделью*.

Так как рассеяние на сферических частицах зависит от параметра $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$, то все частицы ведут себя по-разному в различных областях спектра. Этот факт наглядно демонстрирует рис. 4.7, на котором показаны спектральные области применимости приближений геометрической оптики, рассеяния Ми, релеевского рассеяния и пренебрежимо малого рассеяния для различных частиц [46]. По вертикальной оси даны размеры частиц – от капель дождя до молекул воздуха, по горизонтальной – длина волны. Очевидно, например, что в зависимости от длины волны частицы атмосферной дымки могут быть и частицами Ми, и релеевскими частицами. А в микроволновой области эти частицы практически не рассеивают.

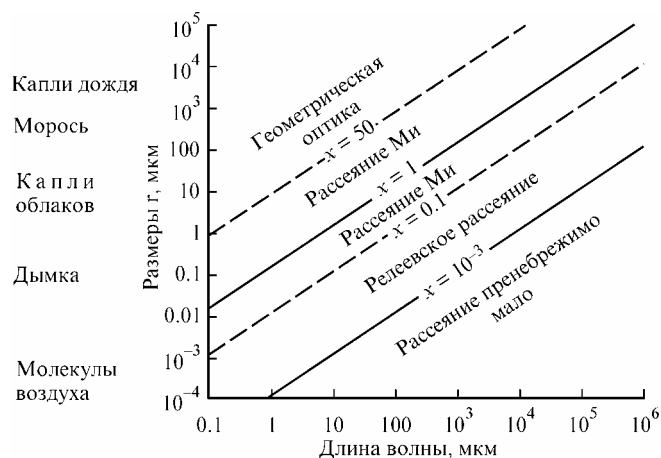


Рис. 4.7. Спектральные области применимости различных приближений теории рассеяния для разных частиц [46].



Рис. 4.8. Спектральный ход коэффициентов ослабления для различных типов атмосферных аэрозолей [23].

В связи с огромными вариациями характеристик аэрозольных частиц – их концентрации, формы, функции распределения частиц по размерам и т. д. – оптические характеристики аэрозолей очень изменчивы. На рис. 4.8 представлен спектральный ход коэффициентов ослабления для различных типов атмосферных аэрозолей [23]. Видно, что максимальное ослабление ($\sim 10^2 \text{ м}^{-1}$) характерно для кучевых облаков. Отметим относительно слабую спектральную зависимость коэффициента ослабления для этого типа облаков в рассматриваемой области спектра 0.1–10 мкм. Коэффициент ослабления облаков высокого яруса на порядок меньше и сильно варьирует в спектральной области 7–12 мкм. Коэффициенты ослабления дымок различных типов изменяются в широких пределах от $\sim 10^{-4}$ до $5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1}$. Для сравнения на рис. 4.8 приведена также кривая спектрального хода коэффициента релеевского ослабления. Видно, что при $\lambda \geq 3\text{--}5$ мкм релеевским ослаблением в земной атмосфере можно пренебречь.

4.4. Рассеяние излучения с перераспределением по частоте

Рассмотренные ранее механизмы рассеяния излучения в атмосферах планет (молекулярное и аэрозольное) характерны тем, что рассеянное излучение имеет ту же длину волны (частоту), что и падающее. Такой тип рассеяния именуется *упругим или когерентным рассеянием*. С другой стороны, в оптике известны и другие типы рассеяния, при которых частота излучения после рассеяния изменяется. Такой тип рассеяния в теории переноса излучения и в астрофизике носит название *рассеяние излучения с перераспределением по частоте*. Если ранее при рассмотрении молекулярного и аэрозольного рассеяния достаточно было использовать классическую электродинамику, то некогерентные типы рассеяния требуют привлечения квантово-механических представлений.

Наиболее известный тип некогерентного рассеяния – *комбинационное или рамановское рассеяние*. Пусть молекула имеет систему уровней внутренней энергии,

изображенную на рис. 4.9 и состоящую из двух электронных уровней, расщепленных на колебательные подуровни.

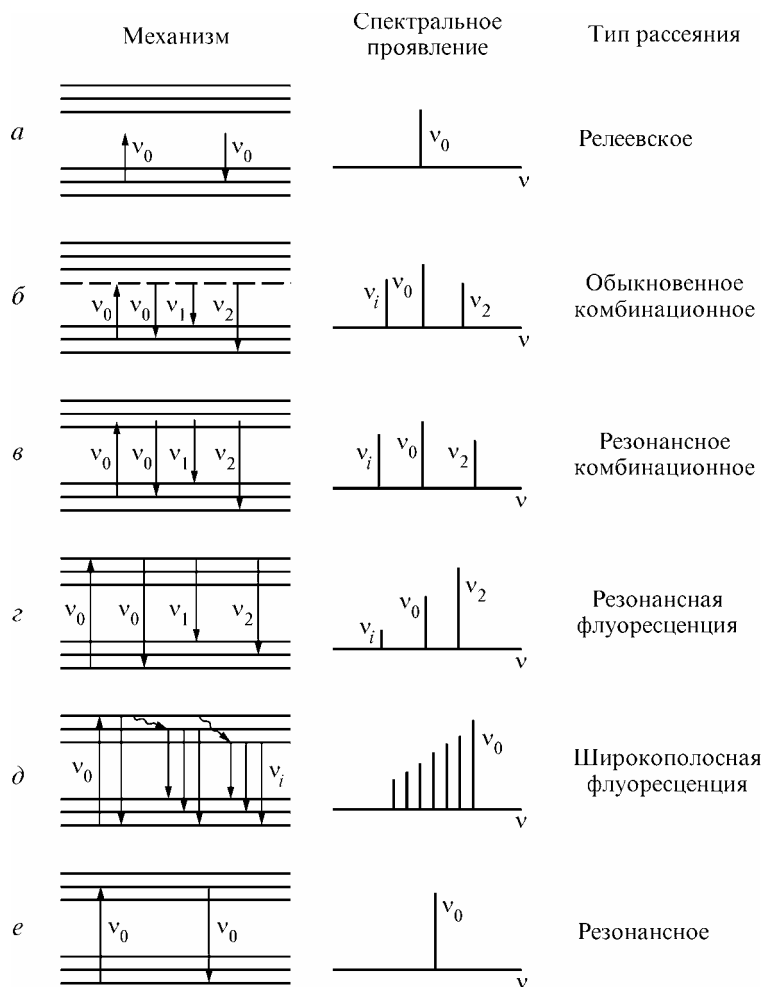


Рис. 4.9 Типы рассеяния: а – релеевское; б – обыкновенное комбинационное; в – резонансное комбинационное; г – резонансная флуоресценция, д – широкополосная флуоресценция, е – резонансное рассеяние.

состояниями. (Виртуальный уровень молекулы на рис. 4.9 б изображен пунктирной линией.) Несмотря на то, что частота падающего излучения не соответствует разности между разрешенными квантовыми состояниями молекулы, происходит слабое взаимодействие падающего излучения с рассматриваемой молекулой. При этом часть энергии излучения может переходить во внутреннюю энергию молекулы, а молекула, «уходя» с виртуального уровня, может излучать частоту $\nu_1 < \nu_0$. При определенных условиях молекула может переходить в основное электронное состояние, но на уровень, соответствующий частоте излучения $\nu_2 > \nu_0$. При этом, естественно, часть внутренней энергии молекулы переходит в энергию излучения. Описанный процесс взаимодействия излучения с молекулой называется *обыкновенным комбинационным рассеянием*, и он приводит к появлению в спектре рассеянного излучения, кроме линии с частотой ν_0 , двух дополнительных линий, так называемых, *стоксовской* и *антискотковской компонент*. При этом эти компоненты находятся с разных «сторон» от основной линии рассеяния с частотой ν_0 .

Существенно, что положение этих дополнительных линий в рассеянном излучении относительно частоты падающего излучения с частотой ν_0 полностью определяется системой уровней внутренней энергии молекулы. В рассмотренном на рис. 4.9 б случае

Прежде всего, на рис. 4.9 а схематически изображен процесс релеевского рассеяния, когда частота падающего излучения не совпадает с частотами, соответствующими переходам молекулы из нижних в верхние состояния. При этом, как мы отмечали ранее, частота при релеевском рассеянии остается та же, т.е. $\nu = \nu_0$. Это проиллюстрировано в средней части рис. 4.9 а в столбце – спектральное проявление.

Кроме процесса релеевского рассеяния может наблюдаться другой тип рассеяния, изображенный на рис. 4.9 б. Оказывается, если молекула находится в поле излучения с частотой ν_0 , не совпадающей с частотами, соответствующими переходам молекулы из нижних в верхние состояния, возможен так называемый *виртуальный переход*, т.е. переход в *виртуальное состояние* внутренней энергии молекулы, не совпадающее с изображенными на рис. 4.9 разрешенными квантовыми

это определяется разностью энергий между колебательными подуровнями основного электронного состояния молекулы. Тем самым комбинационный спектр рассеянного излучения индивидуален для каждой конкретной молекулы. Эффективность процесса взаимодействия излучения с молекулой, приводящего к обыкновенному комбинационному рассеянию и схематически изображенного на рис. 4.9 б, невелика. Другими словами, вероятность перехода молекулы в виртуальное состояние мала. Это приводит к тому, что сечение обыкновенного комбинационного рассеяния меньше, например, сечения молекулярного (релеевского) рассеяния на три порядка (см. табл. 4.3). Интенсивность комбинационного рассеяния пропорциональна числу молекул в начальном состоянии, переходы с которого в виртуальное состояние порождают данную линию рассеяния. Это является физической основой для определения концентраций в атмосфере различных молекул по спектрам обыкновенного комбинационного рассеяния.

Когда частота падающего излучения очень близка к частотам, соответствующим переходам молекул с основного состояния в возбужденные, интенсивность взаимодействия излучения с молекулой существенно возрастает. Другим словами, этой ситуации соответствуют случаи, когда виртуальный уровень молекул близок к разрешенным квантовым состояниям молекул. Такой тип рассеяния принято называть *резонансным комбинационным рассеянием* – рис. 4.9 в. При этом происходит увеличение сечения рассеяния на три–шесть порядков по сравнению с сечением обыкновенного (нерезонансного) комбинационного рассеяния.

Другой важный процесс взаимодействия излучения с молекулой изображен на рис. 4.9 г. Частота падающего излучения ν_0 соответствует разности энергий основного и возбужденного состояний. При этом происходит поглощение молекулой падающего излучения, и она переходит в возбужденное состояние на какое-то время. Если за это время не происходят безизлучательные переходы за счет столкновений молекул («тушение» возбуждения), то молекула может перейти в основное электронное состояние, переизлучив энергию. При этом, в связи с наличием колебательных подуровней основного состояния, эти переходы могут дать излучение на различных частотах ν_i . Эти частоты, естественно определяются системой этих подуровней. Тогда в спектре рассеянного излучения (который можно назвать и спектром излучения молекулы) мы можем наблюдать много линий. Описанный процесс носит название *флуоресценции* (иногда его называют *резонансной флуоресценцией*).

Часто выделяют еще один процесс взаимодействия излучения с молекулой – *широкополосную флуоресценцию* – рис. 4.9 д. Он отличается от простой флуоресценции тем, что во время нахождения молекул в возбужденном состоянии за счет столкновений молекул происходят безизлучательные переходы молекул на различные колебательные подуровни возбужденного электронного состояния молекул. После этих безизлучательных переходов и «распределения» молекул по дополнительным колебательным подуровням возбужденного электронного состояния молекула может перейти в основное электронное состояния (опять таки – на разные подуровни), и спектр рассеяния (излучения) будет состоять из еще большего количества линий рассеяния по сравнению, например, со случаем резонансной флуоресценции. Эта совокупность большого количества линий рассеяния будет занимать широкую спектральную область, а сам спектр, при регистрации его аппаратурой невысокого спектрального разрешения, будет «выглядеть» как широкая полоса рассеяния (излучения).

На рис. 4.9 е изображен еще один процесс, состоящий в возбуждении молекулы резонансным излучением с частотой ν_0 (резонансной в смысле выполнения условия $h\nu_0 = E_2 - E_1$, где E_1 и E_2 – энергии основного и возбужденного состояний молекул) и практически одновременным испусканием фотона с частотой равной или очень близкой к частоте ν_0 . В научной литературе этот процесс также иногда называют *резонансной флуоресценцией*. Более логичным называть этот процесс *резонансным рассеянием*.

Хотя ранее мы уже говорили об интенсивностях различных процессов рассеяния и временах их осуществления, полезно привести табл. 4.3, в которой для видимой области спектра даны характерные значения сечений взаимодействия (в данном случае в единицу телесного угла) и времени процессов для разных типов рассеяния и различных атмосферных молекул.

Таблица 4.3. Характеристики различных типов рассеяния.

Тип рассеяния	Сечение, $\text{см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}$	Время процесса, сек
Релеевское	10^{-27}	10^{-14}
Аэрозольное	$10^{-27} - 10^{-8}$	10^{-14}
Обыкновенное комбинационное	$10^{-30} - 10^{-29}$	10^{-14}
Резонансное комбинационное	$10^{-30} - 10^{-23}$	$10^{-14} - 10^{-8}$
Резонансная флуоресценция	$10^{-23} - 10^{-16}$	$10^{-8} - 10^{-1}$
Широкополосная флуоресценция	10^{-16}	10^{-8}
Резонансное рассеяние	$10^{-27} - 10^{-20}$	$10^{-14} - 10^{-6}$

Из приведенной таблицы наглядно видны многие отмеченные выше особенности различных типов рассеяния – широкий диапазон значений сечений рассеяния для аэрозольного рассеяния, а также резонансного комбинационного рассеяния и резонансной флуоресценции, почти «мгновенность» таких процессов как релеевское, аэрозольное и обыкновенное комбинационное рассеяния, относительная длительность других процессов рассеяния.

Некогерентные типы рассеяния играют очень малую роль в радиационной энергетике нижних слоев атмосфер планет. Это связано с тем, что большое число столкновений молекул и интенсивное «тушение» возбужденных состояний приводит к пренебрежимо малой роли различных типов флуоресценции. В верхних атмосферах планет различные типы некогерентного рассеяния играют существенную роль. В частности, процессы формирования собственного излучения атмосферы при нарушениях локального термодинамического равновесия и взаимодействие солнечного излучения с верхними слоями атмосферы в существенной степени связаны с рассмотренными выше процессами флуоресценции. Процессы некогерентного рассеяния излучения очень важны при интерпретации данных оптических измерений характеристик естественных и искусственных полей излучения. Особое значение различные некогерентные процессы рассеяния имеют в лазерном дистанционном зондировании атмосферы, где их можно эффективно использовать для получения разнообразной информации о параметрах физического состояния атмосферы.

4.5. Атмосферная рефракция и оптические явления в атмосфере

Пространственные неоднородности в значениях коэффициента преломления атмосферного воздуха, вызванные пространственными изменениями его физических параметров, приводят к отклонениям в прямолинейном распространении света. Это явление получило название *рефракции* – искривления траекторий лучей света в неоднородной атмосфере. Принято подразделять рефракцию на ряд видов:

Астрономическая рефракция – явление изменения видимого положения внеземных источников света относительно истинного положения их на небесной сфере.

Земная (атмосферная) рефракция – явления, связанные с изменением видимого положения источника света (или предмета), находящегося в атмосфере, при наблюдениях его с поверхности Земли или из другой точки в атмосфере.

Космическая рефракция – эффект изменения положения источников света при их наблюдениях из космоса через земную атмосферу.

В литературе можно встретить еще определения *регулярной (нормальной)* и *случайной* рефракции. Регулярная рефракция обусловлена плавными изменениями параметров атмосферы и, соответственно, плавными изменениями коэффициента преломления. Случайная рефракция обусловлена относительно мелкомасштабными пространственными вариациями параметров атмосферы и коэффициента преломления. Эти вариации имеют разные пространственные масштабы – от сантиметров до десятков метров. Они обусловлены, например, турбулентностью в атмосфере. Случайная рефракция приводит к хорошо известному явлению *мерцаний* точечных источников света, например, мерцанию звезд при их наблюдениях с поверхности Земли. Наконец, отметим явление *аномальной рефракции* – устойчивые, длительные (до нескольких часов) отклонения показателя преломления воздуха от его среднего значения.

Явления рефракции можно объяснить с помощью эффекта преломления света на границах слоев с различными оптическими свойствами.

Рассмотрим распространение света от внеземного источника – рис. 4.10 [22]. Разобьем атмосферу на несколько концентрических слоев, достаточно тонких, чтобы считать их однородными, с постоянным показателем преломления. Обозначим соответствующие этим слоям показатели преломления n_1, n_2, n_3 и т. д. Показатель преломления согласно (4.1.12) связан с плотностью воздуха, которая с высотой убывает, поэтому: $n_1 < n_2 < n_3 < \dots$. Углы падения θ и преломления ψ на границе двух соседних слоев связаны законом Снеллиуса:

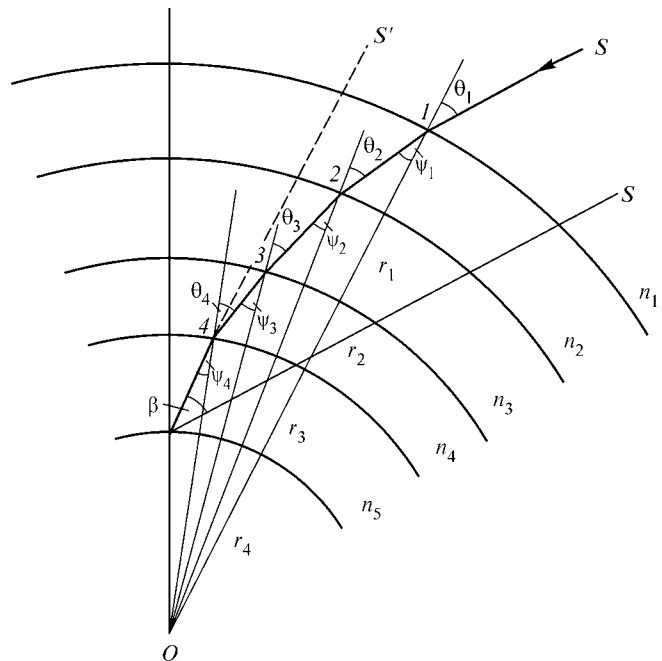


Рис. 4.10. К выводу уравнения рефракции в атмосфере [22].

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \psi_1} = \frac{n_2}{n_1}, \quad \frac{\sin \theta_2}{\sin \psi_2} = \frac{n_3}{n_2}, \quad \frac{\sin \theta_3}{\sin \psi_3} = \frac{n_4}{n_3}, \quad \dots \quad (4.5.1)$$

Из треугольника 1O2, согласно теореме синусов, следует, что

$$\frac{r_1}{\sin(\pi - \theta_2)} = \frac{r_2}{\sin \psi_1}$$

где r_1 и r_2 – расстояния от точек 1 и 2 до точки O (центра Земли). Аналогично из треугольников 2O3, 3O4 и т. д. следует

$$\frac{\sin \psi_1}{\sin \theta_2} = \frac{r_2}{r_1}, \quad \frac{\sin \psi_2}{\sin \theta_3} = \frac{r_3}{r_2}, \quad \frac{\sin \psi_3}{\sin \theta_4} = \frac{r_4}{r_3}, \quad \dots \quad (4.5.2)$$

Перемножив попарно равенства (4.5.1) и (4.5.2) получаем

$$\frac{\sin \psi_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_2 r_2}{n_1 r_1}, \quad \frac{\sin \psi_2}{\sin \theta_3} = \frac{n_3 r_3}{n_2 r_2}, \quad \frac{\sin \psi_3}{\sin \theta_4} = \frac{n_4 r_4}{n_3 r_3}, \quad \dots$$

откуда

$$n_1 r_1 \sin \theta_1 = n_2 r_2 \sin \theta_2 = n_3 r_3 \sin \theta_3 = \dots$$

Таким образом, в любой точке траектории луча выполняется соотношение

$$n(r) r \sin \theta = \text{const}, \quad (4.5.3)$$

где r – расстояние до центра Земли, $n(r)$ – показатель преломления воздуха, θ – зенитный угол луча света. Уравнение (4.5.3) и есть *уравнение траектории луча света в атмосфере* или *уравнение рефракции*. Константа в (4.5.3), очевидно, равна $r_0 \cdot \sin \theta_0$, где r_0 – расстояние от центра Земли до верхней границы атмосферы (где $n \equiv 1$), θ_0 – угол падения луча на верхнюю границу.

Астрономическая рефракция приводит к тому, что все внеземные источники света – Солнце, планеты, звезды – кажутся приподнятыми над горизонтом на некоторый угол. Важной характеристикой является *угол астрономической рефракции* β – угол между истинным S и видимым S' направлениями на источник света. Максимальные углы астрономической рефракции достигаются в моменты восхода и захода светил и при небольших отрицательных высотных углах. При средних атмосферных условиях они достигают значений $35'$, но при низких температурах и высоком давлении у земной поверхности изменения показателя преломления воздуха могут стать значительными и углы рефракции увеличиваются до 2–3-х градусов. За счет этого явления происходит *увеличение продолжительности дня* (светлого времени суток). В высоких широтах это увеличение может достигать часов и дней. Так, на полюсе продолжительность полярных дней (когда Солнце не заходит за горизонт) больше на 14 суток, чем продолжительность полярной ночи.

Лучи света от наземных предметов также распространяются по криволинейным траекториям. Углом земной рефракции называется угол между направлениями на видимое и действительное положение предмета. Значения этого угла зависят от расстояния до наблюдаемого предмета и термической стратификации приземного слоя воздуха. В зависимости от характера вертикального градиента температуры (и, следовательно, плотности воздуха), которым, согласно (4.1.12), определяется градиент показателя преломления, в приземном слое атмосферы может происходить *поднятие и расширение* или *опускание и сужение видимого горизонта*. Следствием этого эффекта является увеличение (при расширении) или уменьшение (при сужении) геометрической дальности видимости предметов.

Разработка космических методов измерений параметров атмосферы сделала актуальным рассмотрение явлений рефракции при наблюдении внеземных источников через атмосферу из космоса. Важным эффектом космической рефракции является *рефракционное удлинение* элемента луча. При малых высотах распространения излучения в атмосфере рефракционное удлинение может достигать 5–15 %, что необходимо учитывать при решении различных атмосферных оптических задач. При наблюдениях сквозь атмосферу диска Солнца или Луны изменение угла рефракции с высотой луча приводит к *рефракционной расходимости* – изменению угла между лучами, исходящими от разных краев диска. Это изменение может быть весьма существенным при достаточном удалении точки наблюдения (космического аппарата) от перигеев распространяющихся через атмосферу лучей. При этом атмосфера может действовать как рассеивающая линза, что приводит к видимому уменьшению яркости диска Солнца (Луны). Это явление *рефракционного ослабления*. Возможны и обратные ситуации *рефракционного усиления*, когда атмосфера действует как собирающая линза, уменьшая угловые размеры Солнца (Луны). Особенно сильны эти явления при наблюдениях через нижние слои атмосферы. Там могут происходить разнообразные искажения изображений Солнца и Луны, включая даже их "разрывы". При наблюдениях излучения точечных источников (звезд) через

атмосферу наблюдаются *флуктуации потоков излучения (мерцания)*, особенно сильные при наблюдениях из космоса, что обусловлено случайными вариациями показателя преломления атмосферы [9].

Различные оптические явления, наблюдаемые в атмосфере, имеют простые физические обоснования. Приведем объяснения некоторым из них.

Под *сумерками* понимают весь комплекс оптических явлений, совершающихся в атмосфере, когда Солнце восходит или заходит за горизонт [30]. Чем ниже Солнце горизонта, тем сильнее оно освещает верхние, следовательно, менее плотные, слои атмосферы, поэтому тем слабее доходящее до поверхности рассеянное излучение. С этим и связан плавный переход от дня к ночи на Земле. Если взглянуть на земной шар из космоса, то он окажется опоясанным широкой полосой сумеречной полутени, неизменно захватывающей от 20 до 25 % земной поверхности в зависимости от состояния атмосферы. По одну ее сторону, на 42–45 % площади земного шара, господствует день, по другую сторону 33–35 % земной поверхности погружено в ночь. В тропиках, где Солнце круче опускается к горизонту, это время меньше – около 10–15 %, тогда как на высоких широтах оно возрастает до 30–40 % длительности года, причем в полярных районах в весенний и осенний периоды непрерывные сумерки – *белые ночи* – длятся неделями.

Радуга возникает при рассеянии солнечных лучей на крупных каплях дождя. Рассмотрим падение лучей света на водную каплю, считая ее шарообразной – рис. 4.11.

Пусть луч падает на каплю в точке *A*. При взаимодействии с границей воздуха и воды свет испытывает отражение и преломление. Свет, преломленный в точке *A*, вновь падает на поверхность шара уже изнутри в точке *B*, опять испытывает отражение (внутри) и преломление (наружу); отраженный луч снова падает изнутри на поверхность в точке *C*, там отражается и преломляется и т. д. Согласно закону о положении падающего, отраженного и преломленного лучей в одной плоскости, сколько бы ни было отражений, картина по-прежнему останется плоской, то есть окружность на рис. 4.11 вполне адекватна всей сфере.

Пусть падающий извне на каплю луч в точке *A* имеет угол падения θ_0 . По закону Снеллиуса для угла преломления θ_1 можно записать

$$\sin \theta_1 = \frac{1}{n} \sin \theta_0, \quad (4.5.4)$$

где n – показатель преломления вещества шара, который будем считать вещественным. По определению, угол рассеяния света θ – это *отклонение* его от первоначального направления. То есть для нахождения углов рассеяния в рассматриваемой геометрии нас должно интересовать изменение углов относительно исходного направления падения, показанного на рис. 4.11 пунктирной линией.

В силу равенства углов падения и отражения, луч первого отражения вовне в точке *A* даст, как ясно из рисунка, $\theta = \pi - 2\theta_0$. Отклонение преломленного в этой же точке луча составит $\theta_0 - \theta_1$. Угол падения изнутри в точке *B* равен углу преломления θ_1 в точке *A* как

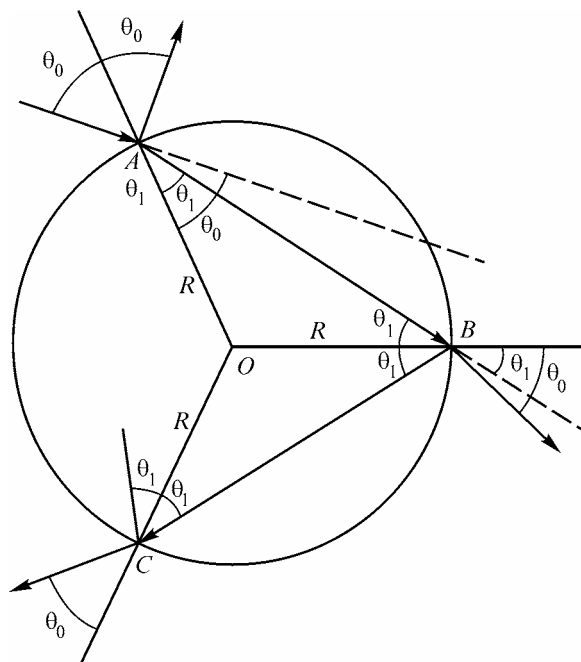


Рис. 4.11. Геометрия хода лучей в дождевой капле.

углы в основании равнобедренного треугольника AOB . Но тогда угол преломления в точке B – угол выхода луча из шара – должен быть согласно закону Снеллиуса равен θ_0 . Применяя аналогичное рассуждение к точке C и дальнейшим точкам пересечения луча с шаром, приходим к выводу, что всегда угол падения луча изнутри равен θ_1 , а угол выхода из шара равен θ_0 . Тогда в любой точке, так же как в A , изменение направления относительно падающего (в этой же точке!) под углом ψ луча при отражении есть $\pi - 2\psi$, и только в точке A $\psi = \theta_0$, а в других точках $\psi = \theta_1$. При преломлении, в точке A имеем изменение направления $\theta_0 - \theta_1$, но и в остальных точках оно такое же, что очевидно из рисунка (пунктирная линия в точке B). Угол рассеяния в точке B есть сумма отклонений при преломлениях в точках A и B : $\theta = 2\theta_0 - 2\theta_1$. Направление отражения в B имеет отклонение $\theta_0 - \theta_1 + \pi - 2\theta_1$. Угол рассеяния в точке C – сумма этого отклонения и $\theta_0 - \theta_1$, то есть $2\theta_0 - 4\theta_1 + \pi$ и т. д.

Таким образом, при каждом отражении к направлению отклонения добавляется $\pi - 2\theta_1$, поэтому после k отражений, считая $k = 1$, в точке B будем иметь направление падения $\theta_0 - \theta_1 + k(\pi - 2\theta_1)$. Прибавляя к нему отклонение при преломлении $\theta_0 - \theta_1$, окончательно получаем угол рассеяния

$$\theta = k\pi + 2\theta_0 - 2(k+1)\theta_1 .$$

В этом выражении угол рассеяния θ следует еще привести к интервалу $[0, \pi]$, но для наших целей это не требуется. Учитывая (4.5.4), окончательно получим

$$\theta = k\pi + 2\theta_0 - 2(k+1)\arcsin\frac{1}{n}\sin\theta_0 \quad (4.5.5)$$

Мы рассмотрели рассеяние в одной точке A . При падении прямых солнечных лучей на всю поверхность капли (то есть пучка лучей, параллельных лучу, падающему в A) угол падения θ_0 очевидно будет меняться от 0 до $\pi/2$. Таким образом, выражение (4.5.5) есть функция угла рассеяния от угла падения $\theta(\theta_0)$, где $0 \leq \theta_0 \leq \pi/2$. Рассмотрим

производную этой функции $\frac{d\theta}{d\theta_0}(\theta_0)$. Ее можно трактовать как изменение угла рассеяния

($d\theta$) при изменении угла падения на $d\theta_0$. Если эта производная при определенном угле падения равна нулю, это означает, что угол рассеяния не меняется при изменении угла падения на $d\theta_0$, то есть все падающие лучи из некоторого интервала направлений соберутся (сфокусируются) в одном угле рассеяния. Соответственно этот угол должен отвечать максимуму интенсивности рассеянного света. Дифференцируя (4.5.5), получаем

$$2 - 2(k+1)d \frac{\frac{1}{n}\cos\theta_0}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}\sin^2\theta_0}} = 0 ,$$

$$\frac{\cos^2\theta_0}{n^2 - 1 + \cos^2\theta_0} = \frac{1}{(k+1)^2} .$$

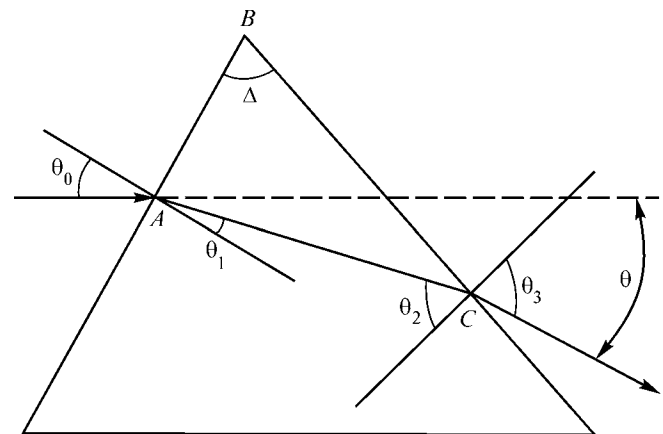
Откуда

$$\cos\theta_0 = \sqrt{\frac{n^2 - 1}{k(k+2)}} . \quad (4.5.6)$$

Средний показатель преломления воды в видимом диапазоне $n = 1.333$. Используя это значение в (4.5.6), положив $k = 1$, найдем из (4.5.6) θ_0 и затем из (4.5.5) соответствующий ему угол рассеяния θ . Аналогичную процедуру проделаем для $k = 2$. Получим $\theta = 138^\circ$ для *первой радуги* ($k = 1$) и $\theta = 129^\circ$ для *второй радуги* ($k = 2$). Эти две радуги наблюдаются в атмосфере (вторая реже, чем первая), располагаясь вокруг противосолнечной точки небесной сферы соответственно под углами 42° и 51° . Поскольку противосолнечная точка находится ниже горизонта, хорошо наблюдать радугу можно лишь при достаточно низком положении Солнца. Обычно она видна вечером на фоне уходящего грозового облака. Радуги более высоких порядков (с $k > 2$) в атмосфере не наблюдаются – их интенсивность слишком мала. Однако в лабораторных условиях и при использовании различных жидкостей удается наблюдать радуги высоких порядков. Рекорд здесь принадлежит раствору сахарного сиропа, при распылении которого в виде капель зафиксированы радуги до 17-го порядка [4]. Окраска радуги (знаменитые семь цветов) связана с зависимостью показателя преломления воды от длины волны. Так для фиолетовых лучей он равен $n = 1.343$, а для красных $n = 1.331$. Подстановка этих значений в (4.5.6), (4.5.5) дает ширину радуги 1.7° и 3.1° для первого и второго порядка соответственно. В полосе этих углов и располагается цветная картина, называемая радугой.

Гало – радужное кольцо вокруг солнца – наблюдается при рассеянии прямых солнечных лучей на ледяных кристаллах в облаках (обычно в перистых и перисто–слоистых). Интересно заметить, что гало является наглядным свидетельством неэквивалентности рассеяния на ансамбле хаотически ориентированных ледяных кристаллов рассеянию на ансамбле ледяных сфер: для сфер теория Ми гало не воспроизводит. Рассмотрим в качестве модели кристалла треугольную призму с показателем преломления n и углом Δ при вершине, на которую падает луч, образуя с нормалью к боковой поверхности угол θ_0 (рис. 4.12).

Луч испытывает два преломления: с углом θ_1 после первого, который определит угол падения изнутри θ_2 , и углом θ_3 после второго, который есть угол выхода луча из призмы. Для изменения направления лучей при преломлении очевидно справедливы те же формулы, что получены для сферы, поэтому угол рассеяния θ есть



$\theta = \theta_0 - \theta_1 + \theta_3 - \theta_2$. Геометрия хода лучей в дождевой капле.

Углы θ_0 , θ_1 и углы θ_3 , θ_2 связаны соотношением (4.5.4). Выразим θ_2 через θ_1 . Оба эти угла дополнительны к углам BAC и BCA треугольника ABC . Поскольку сумма углов треугольника равна π , получаем $\pi/2 - \theta_1 + \Delta + \pi/2 - \theta_2 = \pi$, то есть $\theta_2 = \Delta - \theta_1$. Теперь

$$\theta = \theta_0 + \theta_3 - \Delta, \quad (4.5.7)$$

причем θ зависит только от θ_0 , но, чтобы избежать нагромождений синусов и арксинусов, мы не будем писать эту зависимость в явном виде.

Хаотическая ориентация кристаллов эквивалентна изменению угла падения θ_0 от 0 до $\pi/2$. Но тогда рассуждая точно так же, как для сферы, приходим к выводу, что максимуму интенсивности рассеянного света должен соответствовать нуль производной

функции $\theta(\theta_0)$. Дифференцируя (4.5.7) по правилам сложной функции и приравнявая производную нулю, получаем

$$1 + \frac{d\theta_3}{d\theta_2} \frac{d\theta_2}{d\theta_1} \frac{d\theta_1}{d\theta_0} = 0,$$

$$1 - \frac{d}{d\theta_2} \arcsin(n \sin \theta_2) \frac{d}{d\theta_0} \arcsin\left(\frac{1}{n} \sin \theta_0\right) = 0,$$

$$1 - \frac{\cos \theta_2 \cos \theta_0}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \theta_2} \sqrt{1 - \frac{1}{n^2} \sin^2 \theta_0}} = 0.$$

Возводя в квадрат (4.5.4), получим $1 - \cos^2 \theta_1 = \frac{1}{n^2} \sin^2 \theta_0$ и, выражая из того же соотношения косинус угла преломления, получим $1 - \cos^2 \theta_3 = n^2 \sin^2 \theta_2$. Учитывая это, окончательно имеем

$$\frac{\cos \theta_0 \cos \theta_2}{\cos \theta_1 \cos \theta_3} = 1.$$

Равенство будет выполняться при $\cos \theta_2 = \cos \theta_1$, то есть $\theta_2 = \theta_1$, при этом автоматически получим второе равенство $\cos \theta_3 = \cos \theta_0$, то есть $\theta_3 = \theta_0$. Из условия следует, что преломленный луч должен идти в призме параллельно ее основанию. Эта геометрия хорошо известна в оптике, она соответствует минимальному отклонению луча при выходе из призмы. Для нее из (4.5.7) получаем $\theta = 2\theta_0 - \Delta$, угол падения θ_0 должен быть таким, чтобы треугольник ABC был равнобедренным, то есть угол BAC был $\frac{1}{2}(\pi - \Delta)$, но он же есть $\pi/2 - \theta_1$, откуда $\theta_1 = \Delta/2$ и искомый угол рассеяния окончательно есть

$$\theta = 2 \arcsin\left(n \sin \frac{\Delta}{2}\right) - \Delta. \quad (4.5.8)$$

Кристаллы льда имеют форму призмы, в основании которой лежит правильный шестигранник (гексагональная кристаллическая структура. Соответственно при падении через боковые грани $\Delta = 60^\circ$, а через основание $\Delta = 90^\circ$. Средний показатель преломления льда в видимом диапазоне $n = 1.313$ и формула (4.5.8) дает углы гало 22° и 46° , причем более распространенным в природе является гало 22° . Вариации показателя преломления льда составляют от $n = 1.318$ для фиолетовых лучей до $n = 1.308$ для красных, что делает гало радужно окрашенным и дает ширину цветной полосы 0.7° для гало 22° и 2.2° для гало 46° . Заметим, что ширина первого гало невелика, поэтому его радужная окраска зачастую плохо различима.

Венцы – это цветные кольца, иногда образующиеся вокруг солнца при просвечивании его через тонкие облака и располагающиеся под малыми углами рассеяния (обычно менее 5°). *Глория* – аналогичные цветные кольца, но наблюдающиеся при отражении от облаков вокруг противосолнечной точки. Поскольку эта точка находится ниже горизонта, глаорию обычно можно наблюдать лишь с самолета (радужные кольца вокруг тени от самолета на облаках). Однако при определенном освещении глаория наблюдается также и в горах на фоне лежащих ниже или сбоку облаков (тумана). Физически венцы и глаория есть дифракционная картина рассеяния света на водных каплях, наблюдаемая, соответственно, в прошедшем или отраженном свете.

Раздел 5. Оптические свойства подстилающих поверхностей

5.1. Основные особенности отражения излучения

У многих планет атмосфера ограничена твердой или жидкой средой – поверхностью планеты. Естественно, эта поверхность существенно влияет на перенос солнечного излучения в атмосферах планет, а также генерируют собственное тепловое излучение.

Поверхность планеты в атмосферной оптике принято называть *подстилающей поверхностью*. На Земле, а ниже мы будем вести в основном речь только о ней, поверхность с точки зрения ее оптических свойств весьма разнообразна. Прежде всего, это может быть поверхность суши или водная поверхность. Очевидно, что вода, снег, растительность, открытые участки грунта и т. д. имеют различные оптические свойства. Для некоторых практических задач (например, космической фотосъемки) удобно относить к подстилающей поверхности также облака.

Роль подстилающих поверхностей в атмосферной оптике велика: в видимой области спектра поверхность отражает и поглощает солнечное излучение. Причем для водной поверхности часть солнечного излучения проникает в водную среду, и в этом случае мы, фактически, имеем перенос излучения в сложной системе атмосфера–водная среда.

В тепловой области спектра (ИК и МКВ диапазоны) поверхности излучают э.м. энергию, а также отражают падающее на нее излучение – солнечное и нисходящее собственное излучение атмосферы. В длинноволновой области спектра (радиоволны) формирование излучения осуществляется не в тонком слое раздела двух сред, а в конечной толще подстилающей поверхности, и здесь так же, как и в случае водной поверхности, мы имеем дело с формированием и распространением излучения, как минимум, в системе двух сред [3].

Структура поверхности раздела двух сред – атмосферы и подстилающей поверхности – определяет различные типы отражения (рис. 5.1).

Простейший случай отражения наблюдается для идеально гладкой поверхности – он часто называется *зеркальным* (рис. 5.1 а). Такой модели наиболее близка ровная поверхность воды (без волнения) или льда (без неровностей).

Однако, реальным поверхностям всегда присущи различные отклонения от плоской поверхности, связанные с наличием на них неоднородностей. Даже водная поверхность уже при относительно малом приводном ветре покрывается рябью. Все реальные поверхности изобилуют

неровностями: комья земли на почвах, песчинки и камни, элементы растительного покрова – от травинки до деревьев. Если влияние неоднородностей поверхности невелико, то наблюдается второй тип отражения – *квазизеркальный* (рис. 5.1 б). Такой тип отражения часто наблюдается при отражении водной поверхностью при наличии волнения. В этом случае почти всё отражение излучения происходит в относительно небольшом телесном угле вокруг направления зеркального отражения (в пределах 15–25° по высотному и азимутальным углам).

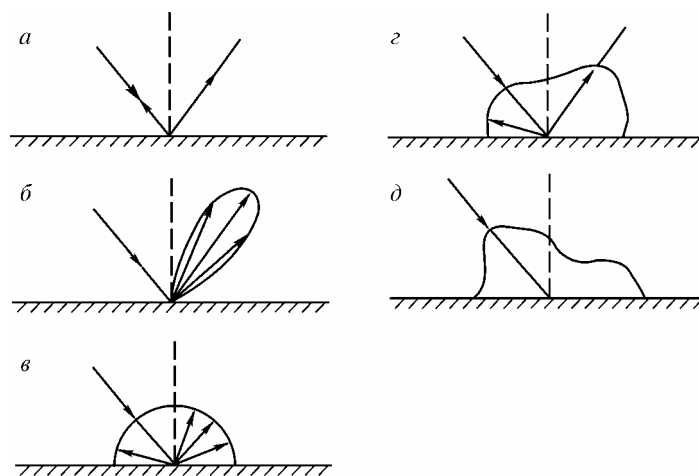


Рис. 5.1. Различные типы отражения от поверхности: а) зеркальное; б) квазизеркальное; в) ортотропное; г) квазиортотропное; д) обратное.

Пусть на неровную поверхность падает параллельный пучок лучей. Тогда, отражаясь от каждого малого элемента поверхности (который можно рассматривать как плоский) по законам для плоской поверхности, излучение от каждой неровности и шероховатости будет отражаться в разных (практически во всех) направлениях. Такой тип отражения называется *диффузным*.

Особый случай диффузного отражения, когда отражение происходит одинаково во всех направлениях, называется *ортотропным (ламбертовым)* отражением (рис. 5.1 в). Практически, как и случай зеркального отражения, в большинстве ситуаций это есть идеализация реального отражения даже для специально приготовленных поверхностей. Однако этот тип отражения часто используется при моделировании в теории переноса излучения. Реальные поверхности не являются ортотропными отражающими поверхностями, и поэтому часто вводят еще один тип отражения – *квазиортотропное* отражение (рис. 5.1 г).

Наконец, укажем еще на один тип диффузного отражения – *обратное* (рис. 5.1 д). Обратное отражение свойственно многим природным поверхностям. Для них максимум отражения происходит в направлении, обратном падающему излучению. Наличие теней от неровностей и шероховатостей, приводит к появлению суточного хода, т.е. зависимости от высоты Солнца, различных оптических характеристик подстилающих поверхностей. Что касается, ортотропных поверхностей, то наиболее близок к ортотропной поверхности с малыми размерами шероховатостей снежный покров [34].

5.2. Количественные характеристики отражения излучения (зеркальное отражение)

Хотя модель зеркального отражения достаточно редко встречается в природе, она важна как некоторый идеализированный случай, для которого получены строгие выражения, и используется для моделирования оптических свойств реальных поверхностей.

Пусть мы имеем идеально плоскую границу раздела двух сред: воздух, для которого будем полагать комплексный показатель преломления (КПП) равным единице, и среду с КПП равным $m = n - ik$. Назовем плоскостью отражения плоскость, образованную направлением падающей электромагнитной волны и нормалью к поверхности раздела двух сред. Исходный вектор напряженности электрического поля E_0 в общем случае эллиптически поляризованной волны разложим на две взаимно перпендикулярные составляющие (раздел 2.7): $E_{0\parallel}$ – параллельную, лежащую в плоскости отражения, и $E_{0\perp}$ – перпендикулярную ей. На аналогичные компоненты разложим и вектор напряженности электрического поля отраженной волны. При рассмотрении отражения от горизонтальной поверхности часто используют и другую терминологию: $E_{0\parallel} = E_{0,v}$ – вертикальная компонента поля, $E_{0\perp} = E_{0,h}$ – горизонтальная компонента поля.

Связь между падающей, отраженной и преломленной компонентами напряженности электрического поля дается формулами Френеля. Они выводятся при рассмотрении граничных условий в электродинамике [4, 31]. В процессе вывода доказываем существование отраженной и преломленной волн, равенство частот падающей, отраженной и преломленной волн (для неподвижной границы раздела двух сред), а также три известных закона отражения и преломления:

1. Падающая, отраженная, преломленная волны и нормаль к поверхности лежат в одной плоскости.
2. Угол падения θ_0 (между падающей волной и нормалью) равен углу отражения (угол между отраженной волной и нормалью).
3. Закон Снеллиуса: угол преломления θ_r (между преломленной волной и нормалью) связан с углом падения θ_0 соотношением

$$\sin \theta_0 = m \cdot \sin \theta_r, \quad (5.2.1)$$

где θ_r – угол преломления.

Формулы Френеля для отраженной волны записываются следующим образом [4, 5, 20, 31]

$$E_{\parallel} = \frac{m \cos \theta_0 - \cos \theta_r}{m \cos \theta_0 + \cos \theta_r} E_{0,\parallel}; \quad E_{\perp} = \frac{\cos \theta_0 - m \cos \theta_r}{\cos \theta_0 + m \cos \theta_r} E_{0,\perp}. \quad (5.2.2)$$

Данные о комплексном показателе преломления для различных естественных сред приведены во многих монографиях и справочниках [3, 18] (смотри также раздел 4).

Пусть на поверхность раздела падает неполяризованное, направленное излучение с интенсивностью I_0 (численно равно потоку излучения). Обозначив $R(\theta)$ – коэффициент отражения, имеем для отраженного излучения

$$I(\theta) = R(\theta) I_0. \quad (5.2.3)$$

Тогда для коэффициента отражения справедливо соотношение, вытекающее из формул Френеля (5.2.2) [3]

$$R(\theta) = \frac{1}{2} \left(\left| \frac{m^2 \cos \theta_0 - \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}}{m^2 \cos \theta_0 + \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}} \right|^2 + \left| \frac{\cos \theta_0 - \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}}{\cos \theta_0 + \sqrt{m^2 - 1 + \cos^2 \theta_0}} \right|^2 \right) \quad (5.2.4)$$

Слагаемые в формуле (5.2.4) – коэффициенты отражения для параллельной и перпендикулярной компонент излучения.

Для случая нормального падения ($\theta_0 = 0$) излучения, воспользовавшись формулой (5.2.4), можно получить следующие соотношения:

$$R = R_n = R_v = \left| \frac{m-1}{m+1} \right|^2 = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} = 1 - \frac{4n}{(n+1)^2 + \kappa^2}. \quad (5.2.5)$$

В том случае, если поглощение в среде отсутствует ($\kappa = 0$), коэффициент отражения определяется действительной частью показателя преломления

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (5.2.6)$$

В случае $\kappa \gg n$ (полосы поглощения), R – стремится к единице. Так, если поверхность освещена излучением в достаточно широкой спектральной области, то в спектре отражения будут наблюдаться максимумы, соответствующие положению полос поглощения веществ, входящих в состав подстилающей поверхности. Этот эффект назван в литературе эффектом *переизлучения* и позволяет по спектрам отражения определять физико–химическую природу подстилающей поверхности.

Существует особый угол θ_B – угол Брюстера, при котором $R_v = 0$. Под этим углом отражается только то излучение, для которого напряженность электрического поля перпендикулярна плоскости падения. Поэтому при падении неполяризованного солнечного излучения на плоскую поверхность под углом Брюстера отраженный свет полностью поляризован параллельно этой плоскости. Угол Брюстера определяется соотношением $\operatorname{tg} \theta_B = n$.

На рис. 5.2 приведен пример угловой зависимости коэффициентов отражения гладкой морской поверхности как функции угла падения для двух длин волн – в видимой области ($\lambda = 0.55$ мкм) и в микроволновой ($\lambda = 3$ см) [52].

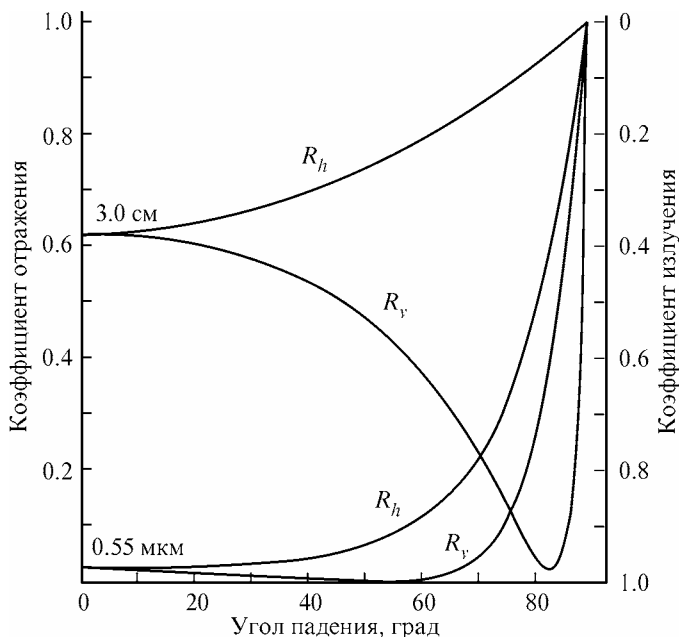


Рис. 5.2. Пример зависимости коэффициентов отражения гладкой морской поверхности от угла падения для двух длин волн – видимой области ($\lambda = 0.55$ мкм) и микроволновой ($\lambda = 3$ см) [52].

В видимой области показатель преломления близок к 1.2–1.3 и коэффициенты отражения при надирном (вертикальном) падении очень малы – 0.01–0.02 вплоть до углов падения в 40–60 градусов. При больших углах падения ($\theta > 80^\circ$) коэффициенты отражения быстро возрастают, а при приближении угла падения к 90° коэффициенты отражения стремятся к единице. На рис. 5.2 для вертикальной (параллельной) поляризации виден угол Брюстера ($\sim 53^\circ$), при котором отражение для этой компоненты равно нулю. В микроволновой области на $\lambda = 3$ см комплексный показатель преломления приблизительно равен $m = 52 - 37i$ и коэффициент отражения для вертикального падения значителен и равен 0.61. Угол Брюстера составляет примерно 82° .

5.3. Количественные характеристики отражения излучения (реальные поверхности)

Существуют разнообразные способы описания оптических характеристик реальных подстилающих поверхностей в теории переноса и в атмосферной оптике. Начнем, как и в случае плоской поверхности раздела двух сред (формулы Френеля), со случая освещения поверхности излучением в одном направлении (с интенсивностью I_0 или численно равным ей потоком излучения F_0). Углы, определяющие направление падающего излучения, обозначим через θ_0 – зенитный угол падения, φ_0 – азимут падения; углы, определяющие направления отражения, обозначим θ и φ . Как мы отмечали ранее, в общем случае отражение от поверхности является диффузным. Наиболее общей характеристикой отражения является *двунаправленный коэффициент отражения* r , зависящий как от углов падения (θ_0, φ_0), так и от направления отражения (θ, φ). Он определяется формулой

$$I(\theta, \varphi) = r(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0) I_0, \quad (5.3.1)$$

где $I(\theta, \varphi)$ – интенсивность излучения, отраженного поверхностью в направлении (θ, φ). В силу произвольности выбора отсчета азимута физическая величина (двунаправленный коэффициент отражения) не может зависеть от его абсолютного значения. Поэтому двунаправленный коэффициент отражения есть функция трех переменных: $r(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0) = r(\theta, \theta_0, \varphi - \varphi_0)$. Обычно полагают $\varphi_0 = 0$, т.е. отсчитывают все азимуты от азимута падения. Тогда окончательно

$$I(\theta, \varphi) = r(\theta, \theta_0, \varphi) I_0. \quad (5.3.2)$$

Рассмотренный ранее частный случай – зеркальное отражение – записывается в виде:

$$r(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0) = \begin{cases} R(\theta_0) & \text{при } \theta = \theta_0, \varphi = \varphi_0 \\ 0 & \text{при } \theta \neq \theta_0 \end{cases}, \quad (5.3.3)$$

где $R(\theta_0)$ – френелевский коэффициент отражения (формула (5.2.4)) Часто формулу (5.3.3) записывают в виде

$$r(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0) = r(\theta_0) \delta(\theta - \theta_0) \delta(\varphi - \varphi_0), \quad (5.3.4)$$

где $\delta(\varphi - \varphi_0)$ – дельта функция Дирака.

Часто удобно рассматривать не интенсивность излучения или поток, направленные на перпендикулярную направлению излучения площадку, а поток излучения, падающего на горизонтальную площадку – $F = F_0 \cos \theta_0$. Соответствующая ему характеристика носит название *коэффициента (спектральной) яркости (КСЯ)* поверхности и определяется выражением [26, 32, 33]

$$I(\theta, \theta_0, \varphi) = \frac{1}{\pi} \rho(\theta, \theta_0, \varphi) F_0 \cos \theta_0. \quad (5.3.5)$$

Легко получить связь между введенными выше характеристиками отражения

$$r(\theta, \theta_0, \varphi) = \rho(\theta, \theta_0, \varphi) \frac{\cos \theta_0}{\pi}. \quad (5.3.6)$$

В теории переноса излучения для характеристики отражения используют *функцию отражения* $y(\theta, \theta_0, \varphi)$ [32], определяемую соотношением

$$I(\theta, \varphi) \cos \theta = \frac{1}{2\pi} y(\theta, \theta_0, \varphi) I_0 \cos \theta_0. \quad (5.3.7)$$

Используя определения различных характеристик отражения, имеем

$$\rho(\theta, \theta_0, \varphi) = \frac{1}{2 \cos \theta} y(\theta, \theta_0, \varphi). \quad (5.3.8)$$

$$r(\theta, \theta_0, \varphi) = \frac{1}{2\pi} y(\theta, \theta_0, \varphi) \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta}. \quad (5.3.9)$$

Во многих задачах теории переноса излучения и атмосферной оптики интерес представляют не детальные (угловые) характеристики отражения, а полная энергия отраженного излучения, т.е. *восходящий поток излучения на поверхности*

$$F^\uparrow = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} I(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (5.3.10)$$

Отношение восходящего и нисходящего (падающего) потоков излучения (то есть энергий отраженного и падающего излучений) есть *альбеда поверхности*

$$A = \frac{F^\uparrow}{F^\downarrow}, \quad (5.3.11)$$

где F^\downarrow и F^\uparrow – потоки падающего и отраженного излучения.

Таким образом, альбеда поверхности, выраженное часто в процентах, дает долю падающей энергии, отраженной поверхностью. Соответственно, величина $(1 - A)$ – доля поглощенной (и в общем случае прозрачных сред – пропущенной) энергии. Случай $A = 1$ соответствует абсолютно «белой» поверхности, $A = 0$ – абсолютно «черной» поверхности.

Исходя из определения альбедо, имеем следующие соотношения связи между введенными характеристиками отражения

$$A = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \rho(\theta, \theta_0, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (5.3.12)$$

$$A = \frac{1}{\cos \theta} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} r(\theta, \theta_0, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (5.3.13)$$

$$A = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} y(\theta, \theta_0, \varphi) \sin \theta d\theta. \quad (5.3.14)$$

Рассмотрим случай ортотропного отражения, для которого, по определению, $I(\theta, \varphi) = \text{const}$. Согласно формуле (5.3.5) это означает отсутствие угловой зависимости КСЯ от углов θ и φ . Тогда имеем $\rho(\theta, \theta_0, \varphi) = A$, т.е. для ортотропной поверхности коэффициент спектральной яркости поверхности численно равен её альбедо.

Из соотношения (5.3.14) следует физический смысл функции отражения $y(\theta, \theta_0, \varphi)$. Поскольку интеграл от $y(\theta, \theta_0, \varphi)$ по всем направлениям есть альбедо поверхности, которое в силу формулы (5.3.11) можно трактовать как вероятность отражения, то функция отражения $y(\theta, \theta_0, \varphi)$ есть *плотность вероятности отражения в направлении* (θ, φ) . В этом смысле функция $y(\theta, \theta_0, \varphi)$ есть некий аналог индикатрисы рассеяния (см. раздел 2). Поэтому ее или нормированную величину $\frac{1}{A} y(\theta, \theta_0, \varphi)$ иногда называют *индикатрисой отражения*.

Важным свойством коэффициента спектральной яркости является его симметрия (правило обратимости или взаимности, правило Гельмгольца), выражающая неизменность КСЯ при перестановке источника и приемника излучения:

$$\rho(\theta, \theta_0, \varphi) = \rho(\theta_0, \theta, \varphi). \quad (5.3.15)$$

Исходя из формулы (5.3.15), для остальных детальных характеристик отражения справедливы следующие соотношения:

$$r(\theta, \theta_0, \varphi) \cos \theta = r(\theta_0, \theta, \varphi) \cos \theta_0, \quad (5.3.16)$$

$$y(\theta, \theta_0, \varphi) \cos \theta_0 = y(\theta_0, \theta, \varphi) \cos \theta, \quad (5.3.17)$$

Другой характеристикой отражения от подстилающих поверхностей является *параметр анизотропии отражения*, определяемый следующей формулой:

$$\gamma(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0) = \frac{\pi}{A} r(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0). \quad (5.3.18)$$

Предположим, что мы имеем дело с неламбертовской поверхностью с альбедо A . Тогда параметр $\gamma(\theta, \varphi, \theta_0, \varphi_0)$ дает отношение интенсивности излучения, отраженного этой поверхностью, к интенсивности излучения, отраженного от ламбертовской поверхности с тем же альбедо A . Этот параметр может быть больше единицы для поверхностей, отражающих в определенных направлениях больше ламбертовских, и наоборот.

Следует сделать важное напоминание, что все рассмотренные выше оптические характеристики отражения являются функциями длины волны, как мы это и продемонстрировали на примере коэффициентов отражения Френеля. Поэтому, говоря об оптических характеристиках какой-то поверхности, следует указывать к какому спектральному интервалу или спектральной области оно относится.

В теории переноса излучения рассматриваются характеристики отражения всей системы атмосфера–подстилающая поверхность [26, 33]. При этом эти характеристики можно рассматривать как функции высоты в атмосфере, например

$$\bar{A}(z) = \frac{F^\uparrow(z)}{F^\downarrow(z)}, \quad (5.3.19)$$

$$\bar{\rho}(\theta, \theta_0, \varphi, z) = \pi \frac{I(\theta, \varphi)}{F^\downarrow(z)}. \quad (5.3.20)$$

При таком определении альbedo $\bar{A}(z=0) \neq A$ – т.е. альbedo системы атмосфера–подстилающая поверхность не есть альbedo поверхности, хотя часто это не принимается во внимание.

Важное значение в атмосферной оптике имеют альbedo и КСЯ на верхней границе атмосферы. По определению

$$I(\theta, \varphi, z=\infty) = \frac{1}{\pi} \bar{\rho}(\theta, \theta_0, \varphi, z=\infty) F_0 \cos \theta_0, \quad (5.3.21)$$

$$\bar{A}(z=\infty) = \frac{F^\uparrow(z=\infty)}{F_0 \cos \theta_0}, \quad (5.3.22)$$

где $F_0 \cdot \cos \theta_0$ – внеатмосферный поток солнечного излучения, падающего на горизонтальную площадку. Величина $\bar{A}(z=\infty)$ есть доля энергии, отраженной планетой в космос, и называется *плоским альbedo* [26, 33]

$$\bar{A}(z=\infty) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \bar{\rho}(\theta, \theta_0, \varphi, z=\infty) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (5.3.23)$$

Плоское альbedo зависит от рассматриваемой точки планеты и углов падения солнечного излучения.

Для характеристики отражения солнечного излучения от планеты в целом вводят понятие *сферического альbedo* A_s [26, 33]. Если рассматривать планету как сферу, то угол падения солнечных лучей θ_0 для неё будет меняться от 0 до 90°. Тогда отношение отраженного солнечного излучения от всей планеты ко всему падающему на планету солнечному излучению, т.е. сферическое альbedo, определяется соотношением:

$$A_s = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \bar{\rho}(\theta, \theta_0, \varphi, z=\infty) \cos \theta \cos \theta_0 \sin \theta \sin \theta_0 d\theta d\theta_0. \quad (5.3.24)$$

В заключение приведем табл. 5.1, где охарактеризованы различные способы описания оптических характеристик поверхности или системы атмосфера–подстилающая поверхность.

Таблица 5.1. Способы описания оптических характеристик поверхности или системы атмосфера–подстилающая поверхность.

Падающее излучение	Отраженное излучение	Характеристика
Интенсивность (поток направленного излучения)	Интенсивность	Двунаправленный коэффициент отражения Коэффициент (спектральной) яркости Функция отражения
Поток (полный)	Интенсивность	Коэффициент (спектральной) яркости
Интенсивность (поток направленного солнечного излучения)	Поток, отраженный в определенной точке планеты	Плоское альbedo
Интенсивность (поток направленного солнечного излучения)	Поток, отраженный от всей планеты	Сферическое альbedo
Поток (полный)	Поток	Альbedo

5.4. Примеры оптических характеристик подстилающих поверхностей

Мы привели ранее френелевские коэффициенты отражения для гладких поверхностей, в частности, для водной поверхности. Проанализируем более подробно оптические характеристики различных поверхностей, обращая внимание на их сложные зависимости от физико-химических свойств поверхностей, высоты Солнца и состояния атмосферы. Данные для реальных поверхностей получаются при теоретическом и численном моделировании этих поверхностей, а также с помощью измерений в натуральных и лабораторных условиях. К настоящему времени получен большой массив экспериментальных данных о различных оптических характеристиках разнообразных подстилающих поверхностей [34, 49]. Наиболее полно представлены данные по альbedo и КСЯ различных поверхностей, что связано с относительной простотой проведения соответствующих измерений. Приведем для примера значения альbedo различных поверхностей в зависимости от высоты Солнца (рис. 5.3) [49]. Из рис. 5.3 следует, что вариации альbedo наиболее значительны при малых высотах Солнца. На рисунке также показана сильная изменчивость альbedo снега при больших высотах Солнца.

Спектральные особенности альbedo и КСЯ достаточно разнообразны. Однако оказалось, что, несмотря на все разнообразие спектральных альbedo подстилающих поверхностей, в видимой и БИК областях спектра их можно сгруппировать в 4 основных класса. Эта классификация была предложена Е.В. Криновым по результатам первых самолетных измерений альbedo, выполненных в СССР в 40–е годы прошлого столетия [18]. Характерные спектры альbedo четырех классов приведены на рис. 5.4. К первому классу относят снег и облака. Их альbedo велико и незначительно растет по спектру от УФ до начала БИК области спектра. Второй класс – почвы, песок и открытые горные породы. Для них характерен плавный, близкий к линейному рост альbedo с ростом длины волны. Третий класс – водная поверхность. Альbedo воды мало и либо почти не меняется по спектру, либо слабо уменьшается с ростом длины волны. Наконец, четвертый класс – растительность. Для альbedo зеленой растительности характерен сложный спектральный ход: локальный максимум в районе 0.55 мкм, обуславливающий ее зеленый цвет, затем спад и резкий рост после 0.7 мкм, где альbedo растительности близко к альbedo снега и

облаков. Желтая растительность (сухая трава степей, осенние лиственные леса) имеют схожий спектральный ход, однако максимум альbedo вблизи 0.55 мкм менее выражен.

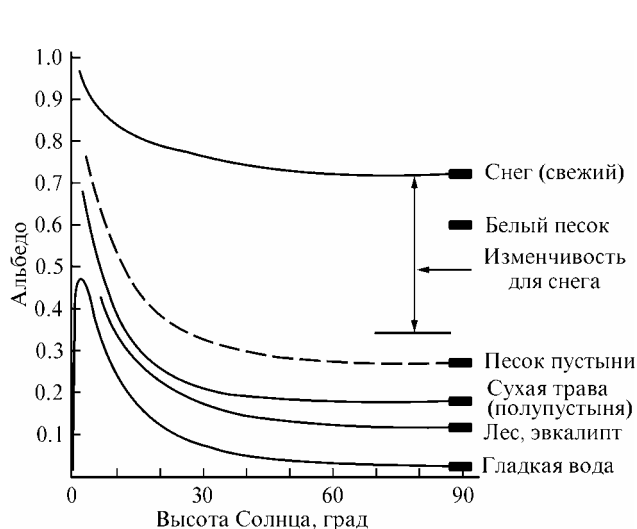


Рис. 5.3. Зависимости альbedo для различных поверхностей от высоты Солнца [49].

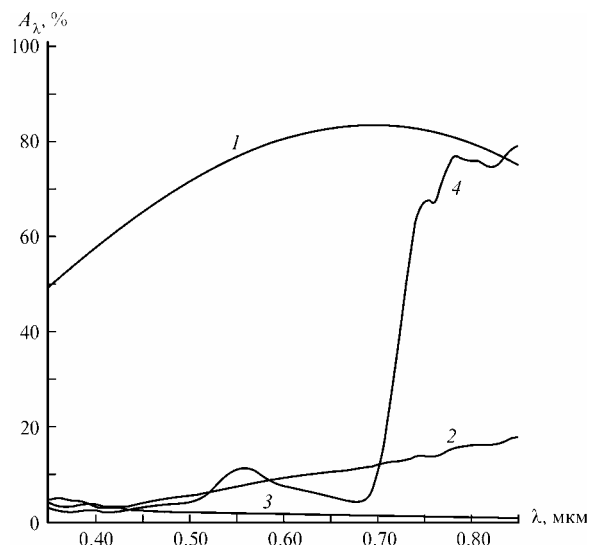


Рис. 5.4. Классификация Е.Л. Кринова спектральных зависимостей отражательных характеристик природных поверхностей [18]: 1 – снег и облака; 2 – почвы, песок, горные породы; 3 – водные поверхности; 4 – растительность.

Для более полной характеристики альbedo и его спектральных зависимостей приведем рис. 5.5 [49] и табл. 5.2.

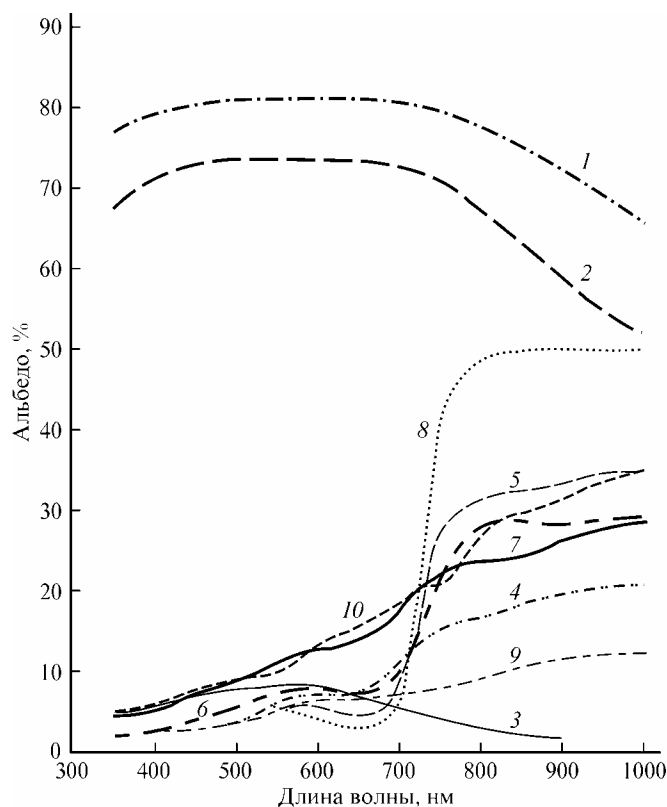


Рис. 5.5. Спектральная зависимость альbedo различных поверхностей [49].

1 – снег, высота Солнца 38°; 2 – влажный снег, высота Солнца 27°; 3 – вода озера, высота Солнца 56°; 4 – почва после таяния снега, высота Солнца 24°30'; 5 – пшеница после силосования, высота Солнца 54°; 6 – высокая зеленая пшеница, высота Солнца 56°; 7 – желтая пшеница, высота Солнца 46°; 8 – суданская трава, высота Солнца 52°; 9 – чернозем, высота Солнца 40°; 10 – жнивье хлебных злаков, высота Солнца 35°.

Таблица 5.2. Значения альbedo поверхностей (в процентах) для видимой области спектра.

Тип поверхности	Условия	Альbedo
Водные поверхности	0° широты	6
	Зима, 30° широты	9
	Зима, 60° широты	21
	Лето, 30° широты	6
	Лето, 60° широты	7
Снег	Свежевыпавший	75–95
	Старый	40–70
Морской лед		30–40
Песок (дюны)	Сухой	35–45
	Влажный	20–30
Почва	Темная	5–15
	Серая, влажная	10–20
	Сухая глина, серая	25–35
	Сухой светлый песок	25–45
Бетон	Сухой	17–27
Дорога	Черная	5–10
Пустыня		25–30
Саванна	Сухой сезон	25–30
	Влажный сезон	15–20
Кустарник		15–20
Луг	Зеленый	10–20
Лес	Лиственный	10–20
	Хвойный	5–15
Тундра		15–20
Зерновые культуры		15–25

Как следует из приведенных данных, альbedo поверхностей зависит от их типа и состояния, высоты Солнца, а также состояния атмосферы (наличия облаков). Существенное значение в атмосферной оптике играет также разнообразие спектральных зависимостей альbedo.

5.5. Излучательные способности подстилающих поверхностей

В ИК и микроволновой областях спектра подстилающие поверхности планет являются важными источниками генерации собственного излучения. Для их характеристик как излучателей вводятся коэффициенты излучения или излучательные способности поверхностей [3, 34]. Излучательной способностью поверхности $\varepsilon(\lambda, T)$ называется отношение интенсивности излучения поверхности с температурой T к интенсивности излучения абсолютно черного тела при той же температуре

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{I_s(\lambda, T)}{B(\lambda, T)}. \quad (5.5.1)$$

Излучение черного тела изотропно, что нельзя сказать об излучении реальных поверхностей. Поэтому, в общем случае, излучательные способности зависят от направления излучения, длины волны, а в ряде случаев, и самой температуры. Разумеется, излучательные способности в значительной степени зависят от физико-химических свойств поверхности – ее природы, формы поверхности и т. д.

Важное соотношение, широко используемое в атмосферной оптике, – связь между поглотительными, отражательными и излучательными свойствами среды. Для вывода такого соотношения рассматривают преобразование энергии излучения при его взаимодействии со средой. Падающее излучение может отразиться от среды, поглотиться ею, а также часть излучения может пройти в среду. Для характеристики этих процессов используют, соответственно, – *отражательную способность (альбедо среды) A_λ , поглотительную способность B_λ , функцию пропускания P_λ* , которые являются отношениями соответствующих компонент излучения к падающему излучению. По закону сохранения энергии сумма этих трех величин должна равняться единице:

$$A_\lambda + B_\lambda + P_\lambda = 1. \quad (5.5.2)$$

При этом неявно предполагается, что в этих процессах можно пренебречь такими явлениями как комбинационное рассеяние и флюоресценция (см. раздел 4), которые приводят к перераспределению энергии излучения по длинам волн. В предположении, что всё попадающее в среду излучение поглощается ($P_\lambda = 0$), имеем более простое соотношение

$$A_\lambda + B_\lambda = 1. \quad (5.5.3)$$

Далее при рассмотрении взаимосвязи между различными характеристиками среды используется закон Кирхгофа, устанавливающий связь между излучательными ε_λ и поглотительными B_λ свойствами среды. При этом доказывается, что при ЛТР $B_\lambda = \varepsilon_\lambda$. Тогда из соотношения (5.5.3) следует связь между излучательными и отражательными характеристиками среды

$$\varepsilon_\lambda = 1 - A_\lambda. \quad (5.5.4)$$

При этом не следует забывать, что это соотношение справедливо на фиксированной длине волны. Таким образом, соотношение (5.5.4) позволяет по спектральному альбедо поверхности определить ее излучательную способность.

Излучательные способности подстилающих поверхностей существенно меняются от ее вида, формы поверхности, длины волны и углов наблюдений. Для определения ε_λ используются экспериментальные и численные методы. В последнем случае широко применяется соотношение (5.5.4). Так, например, френелевские коэффициенты отражения для гладкой поверхности (рассмотренные нами в разделе 5.2) позволяют получать ее излучательные способности.

Приведем примеры излучательных способностей различных подстилающих поверхностей в ИК области спектра. Наиболее подробные данные по этим характеристикам имеются для «окон прозрачности» атмосферы, которые в спутниковой метеорологии используются для определения температуры подстилающих поверхностей. В табл. 5.3 приведены излучательные способности ε в спектральном интервале 8–14 мкм [24].

Таблица 5.3. Излучательные способности различных поверхностей в ИК диапазоне.

Поверхность	ε	Поверхность	ε
Гранит	0.898	Глина	0.963–0.968
Базальт	0.934	Асфальт	0.956
Доломит	0.958	Трава, густой покров	0.976
Песчаник	0.935–0.985	Снег	0.99
Гравий	0.943	Вода	0.98–0.993
Песок, кварцевый, сухой	0.914	Вода, с тонкой нефтяной пленкой	0.954–0.972
Песок, мокрый	0.934	Бетон	0.942–0.966
Черная зола	0.965	Вода, с пленкой машинного масла	0.960
Почва, суглинок	0.98		

В настоящее время имеются специальные банки данных по спектральным зависимостям излучательных способностей различных поверхностей, полученных экспериментальными методами. Эти данные используются для моделирования полей излучения в системе атмосфера–подстилающая поверхность, а также для дистанционного измерения характеристик подстилающих поверхностей, прежде всего, – их температуры.

Основная особенность излучательных способностей естественных поверхностей в МКВ области спектра – их существенная изменчивость по сравнению с ИК областью спектра. Так, водная поверхность имеет излучательную способность в диапазоне значений 0.2–0.95 в зависимости от ее температуры, солености, скорости приводного ветра, состояния поверхности и угла визирования. Она зависит также и от поляризационных характеристик излучения (см., например, рис. 5.2, где изображен коэффициент отражения гладкой морской поверхности для длины волны 3 см). С другой стороны, ряд поверхностей суши имеет излучательную способность близкую к единице (см. табл. 5.4) [24].

Таблица 5.4. Излучательные способности различных поверхностей на $\lambda = 3.2$ см.

Поверхность	Краткое описание	Температура воздуха, °С	Коэффициент излучения
Почва (образец)	Толщина слоя 20 см, влажность 6.4 % влажность 19.5 %	21	0.947
		20	0.919
Почва	Влажность на поверхности 21 %, на глубине 20 см 17.5 %	23	0.923
Почва	Влажность на поверхности 34.6 %, на глубине 20 см 17.5 %	22.5	0.668
Мерзлая почва (образец)	Температура 0.4°С, влажность 13.9 %	1.2	0.923
Оттаявшая почва (образец)	Температура 0.4°С, влажность 14 %	0	0.892
Снежный покров	Снег на почве, толщина слоя 20–30 см, плотность 0.408 г/см ²	1.2	0.956
Мерзлый грунт	Толщина мерзлого слоя 11–12 см, влажность у поверхности 45.6 %	0.4	0.941
Торф	Влажность 114 % Влажность 159 %	18	0.943
		15	0.918
Глина	Влажность 9 %	15	0.902
Фанера	Толщина слоя листа 8 мм	21	0.829
Фанера	Лист покрыт алюминиевой краской	23	0.728
Бетон, покрытый снегом	Толщина снега 8–10 см, плиты – 20 см	0	0.906
Мокрый бетон		0	0.669
Асфальт	Шоссейная дорога	15	0.974

Для описания излучательных способностей взволнованной поверхности моря был разработан ряд полуэмпирических моделей, учитывающих как сам процесс волнения, так и возможное наличие на поверхности пенных образований, возникающих при обрушивании волн. Установление связи между излучательными способностями морской поверхности и, например, скоростью приводного ветра позволило разработать дистанционные методы определения этой скорости.

Раздел 6. Основы теории переноса собственного излучения атмосферы

6.1. Расчеты интенсивности теплового излучения

В разделе 2 мы получили выражение (2.5.9) для интенсивности монохроматического собственного теплового излучения $I_v^\uparrow(z)$ на произвольной высоте z для плоско-параллельной, горизонтально-однородной атмосферы:

$$I_v^\uparrow(z) = I_{v,0} \exp\left(-\sec \theta \int_0^z k_v(z') dz'\right) + \sec \theta \int_0^z k_v(z') B_v[T(z')] \exp\left(-\sec \theta \int_{z'}^z k_v(z'') dz''\right) dz' \quad (6.1.1)$$

Здесь $I_{v,0}$ – излучение подстилающей поверхности, которое надо определить особо. Это выражение соответствует *восходящему излучению* (т.е. излучению в верхнюю полусферу) для модели плоскопараллельной горизонтально однородной атмосферы. Аналогично можно записать выражение для монохроматической интенсивности нисходящего теплового излучения для такой же модели атмосферы:

$$I_v^\downarrow(z) = I_{v,\infty} \exp\left(-\sec \theta \int_z^\infty k_v(z') dz'\right) + \sec \theta \int_z^\infty k_v(z') B_v[T(z')] \exp\left(-\sec \theta \int_z^{z'} k_v(z'') dz''\right) dz' \quad (6.1.2)$$

где $I_{v,\infty}$ – интенсивность излучения на верхней границе атмосферы. Как правило, для ИК области спектра это излучение полагается равным нулю. Для МКВ области спектра в выражении (6.1.2) следует учесть *реликтовое МКВ излучение*, приходящее из космоса. Его величина мала и описывается с помощью яркостной температуры (температуры излучения черного тела, дающую данную величину интенсивности излучения). В настоящее время эта температура принята равной 2.7 К.

Выражения (6.1.1) и (6.1.2) можно переписать более компактно, используя ранее введенную функцию пропускания атмосферного слоя (z_1, z_2)

$P_v(z_1, z_2) = \exp\left(\frac{1}{\cos \theta} \int_{z_1}^{z_2} \exp(-k(v, z')) dz'\right)$ следующим образом

$$I_v^\uparrow(z) = I_{v,0} P_v(0, z) + \int_0^z B_v[T(z')] \frac{dP_v(z', z)}{dz'} dz', \quad (6.1.3)$$

$$I_v^\downarrow(z) = I_{v,\infty} P_v(z, \infty) - \int_z^\infty B_v[T(z')] \frac{dP_v(z, z')}{dz'} dz'. \quad (6.1.4)$$

Излучение подстилающей поверхности в выражениях (6.1.1) и (6.1.3) часто представляется учитывается с помощью излучательной способности поверхности ε (см. подробнее раздел 5), т.е.

$$I_{v,0} = \varepsilon_v B_v(T_0), \quad (6.1.5)$$

где T_0 – температура поверхности. Однако отличие излучательной способности поверхности от единицы предполагает наличие отражения нисходящего теплового излучения атмосферы от поверхности. Вклад отражения может быть записан в разной форме в зависимости от используемой модели отражения. В простейшем случае зеркального отражения его можно представить как

$$I_{v,ref} = (1 - \varepsilon_v) I_v^\downarrow(0), \quad (6.1.6)$$

где $I_v^\downarrow(0)$ – интенсивность нисходящего теплового излучения. Таким образом,

$$I_{v,0} = \varepsilon_v B_v(T_0) + (1 - \varepsilon_v) I_v^\downarrow(0)$$

В различных практических задачах атмосферной оптики нас мало интересует перенос монохроматического излучения. Действительно, рассчитывая, например, величины радиационных притоков тепла для определения изменений температуры атмосферы за счет радиационного теплообмена (2.2.13), мы должны проинтегрировать соответствующие притоки излучения по частоте (или длине волны). Точно так же, анализируя данные измерений тех или иных характеристик поля излучения, мы имеем дело с величинами излучения в конечных спектральных интервалах. Для получения интенсивностей теплового излучения в конечных спектральных интервалах нужно проинтегрировать монохроматические интенсивности по частоте (или длине волны)

$$I_{\Delta\nu} = \int_{\Delta\nu} I_\nu d\nu, \quad (6.1.7)$$

где $I_{\Delta\nu}$ – интенсивность в спектральном интервале $\Delta\nu$. Подставив в выражение (6.1.7), например, выражение (6.1.3), получим интенсивность восходящего излучения в конечном спектральном интервале $\Delta\nu$.

$$I_{\Delta\nu}^\uparrow(z) = \int_{\Delta\nu} I_{v,0} P_\nu(0, z) d\nu + \int_{\Delta\nu} \int_0^z B_\nu[T(z')] \frac{dP_\nu(z', z)}{dz'} dz' d\nu \quad (6.1.8)$$

Выражение (6.1.8) или аналогичные выражения для нисходящего излучения можно использовать для расчетов интенсивности теплового излучения в конечных спектральных интервалах, но его можно существенно упростить. Для этого учитываются особенности спектрального поведения функции Планка и монохроматических функций пропускания, фигурирующих во всех членах выражения (6.1.8). Как мы продемонстрировали в разделе 3 (см., например, рис. 3.6), монохроматические функции пропускания являются очень быстро меняющимися функциями частоты (или длины волны). В то же время функция Планка меняется с частотой достаточно медленно. Поэтому, если рассматривать достаточно узкие спектральные интервалы (не более $\sim 50-100 \text{ см}^{-1}$), в которых изменениями функции Планка можно пренебречь, можно записать приближенное выражение для интенсивности теплового излучения в конечных спектральных интервалах.

Для восходящего излучения, например,

$$I_{\Delta\nu}^\uparrow(z) = I_{\bar{\nu},0} \int_{\Delta\nu} P_\nu(0, z) d\nu + \int_0^z B_{\bar{\nu}}[T(z')] \int_{\Delta\nu} \frac{dP_\nu(z', z)}{dz'} dz' d\nu, \quad (6.1.9)$$

здесь $B_{\bar{\nu}}[T(z')]$ и $I_{\bar{\nu},0}$ – функция Планка и излучение подстилающей поверхности при некоторой средней частоте $\bar{\nu}$ рассматриваемого спектрального интервала. Фигурирующие в выражении (6.1.9) интегралы по частоте определяют функции пропускания и их производные для конечных спектральных интервалов. Поэтому выражение (6.1.9) можно переписать следующим образом:

$$I_{\Delta\nu}^{\uparrow}(z) = I_{\bar{\nu},0} P_{\Delta\nu}(0, z) \Delta\nu + \Delta\nu \int_0^z B_{\bar{\nu}}[T(z')] \frac{dP_{\Delta\nu}(z', z)}{dz'} dz', \quad (6.1.10)$$

где $P_{\Delta\nu}(z_1, z_2) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} P_{\nu}(z_1, z_2) d\nu$ – функция пропускания для конечного спектрального интервала $\Delta\nu$.

Отметим особо, что использование предположения о слабой зависимости функции Планка от частоты позволяет записать выражение для интенсивности теплового излучения в конечных спектральных интервалах в той же форме, что и для монохроматической интенсивности. Это приближение позволяет свести проблему интегрирования монохроматического излучения (формула (6.1.7)) к проблеме получения функций пропускания для конечных спектральных интервалов. Естественно, подобные же выражения можно получить и для нисходящего теплового излучения.

6.2. Функции пропускания атмосферных газов

Функции пропускания атмосферы имеют фундаментальное значение в атмосферной оптике. Их значение обусловлено тем, что они используются при решении разнообразных прямых задач атмосферной оптики – в расчетах интенсивностей, потоков и притоков излучения. Их же применяют и при интерпретации данных измерений, например, при реализации различных дистанционных методов измерений параметров атмосферы и поверхности. Выражение для функции пропускания многокомпонентной неоднородной среды в конечных спектральных интервалах можно записать в следующем виде:

$$P_{\Delta\nu}(\bar{\nu}, l) = 1/\Delta\nu \cdot \int_{\Delta\nu} \exp\left(-\sum_j \sum_i \int_0^l k_{ij}(\nu, p(l), T(l)) \rho_j(l) dl\right) d\nu, \quad (6.2.1)$$

где суммирование проводится по i -м линиям j -х газов, $\rho_j(l')$ – плотности поглощающих газов, k_{ij} – массовые коэффициенты молекулярного поглощения, l – длина пути излучения в среде.

Разработаны различные – экспериментальные и расчетные – методы получения функций пропускания. Важнейшими из них являются:

- прямой метод расчета,
- метод моделей полос поглощения,
- метод интегрирования по коэффициенту поглощения,
- экспериментальные методы (лабораторные и натурные).

При наличии информации о параметрах тонкой структуры (положений, интенсивностей, полуширин линий и т. д.) для различных полос поглощения, функции пропускания могут быть рассчитаны по приведенным выше выражениям. Для получения функций пропускания в конечных спектральных интервалах этот метод требует интегрирования по частоте. Такой подход носит название *прямого метода расчета* функций пропускания. Преимуществами такого подхода являются:

1. Возможность получения функций пропускания для однородной и неоднородной среды для различных геометрий распространения излучения для любых смесей газов, произвольных аппаратных функций спектральных приборов и т. д.

2. Наибольшая потенциальная точность, т.к. прямой метод не требует введения каких-либо существенных упрощений. Реальная точность метода определяется точностью исходной информации о параметрах тонкой структуры и точностью задания их функциональных зависимостей от параметров физического состояния среды.

Идея подхода в *методе моделей полос поглощения* состоит в замене реальной спектральной структуры полосы поглощения на определенную *аналитическую или*

статистическую модель взаимного расположения линий поглощения, распределения их интенсивностей и т. д. Введение этих упрощений (приближений) в ряде случаев позволяет осуществить интегрирование по частоте монохроматических функций пропускания аналитическим образом. Существенно, что аналитические выражения для функций пропускания при модельном подходе зависят от малого числа параметров, иногда всего от 2–3. В ряде случаев выражения для функций пропускания, полученные в рамках того или иного модельного подхода, используются как аппроксимации для функций пропускания, полученных в эксперименте или при прямых расчетах.

Простейшей моделью полосы поглощения является *модель изолированной спектральной линии*. Как явствует из названия метода, предполагается, что в интервале $\Delta\nu$ находится только одна спектральная линия. Если предположить, что основным фактором уширения линии является столкновение и соответствующий контур – лоренцовский (формула (3.5.9)), то для функции пропускания однородной среды имеем:

$$P_{\Delta\nu} = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp\left(-\frac{1}{\pi} \frac{S\alpha_L u}{(v-v_0)^2 + \alpha_L^2}\right) d\nu. \quad (6.2.2)$$

где u – содержание поглощающего вещества.

После некоторых преобразований для функции поглощения $A_{\Delta\nu} = 1 - P_{\Delta\nu}$ можно получить выражение [10, 19, 43]:

$$A_{\Delta\nu} = 2\pi yz e^{-z} |J_0(iz) - iJ_1(iz)| = 2\pi yL(z), \quad (6.2.3)$$

где $J_0(iz)$ и $J_1(iz)$ – нулевая и первая функции Бесселя от чисто мнимого аргумента.

Параметры y и z определяются формулами: $y = \frac{\alpha_L}{\Delta\nu}$, $z = \frac{Su}{2\pi\alpha_L}$.

Функция

$$L(z) = z e^{-z} |J_0(iz) - iJ_1(iz)| \quad (6.2.4)$$

носит название *функции Ладенбурга–Рейхе*. Рассматривая асимптотическое поведение функции $L(z)$, можно получить важные приближения для поглощения в изолированной линии.

При малых значениях z члены e^{-z} и $J_0(iz)$ в (6.2.4) стремятся к единице, а $J_1(iz)$ – к нулю. Следовательно, $L(z) \sim z$ и мы имеем

$$A_{\Delta\nu} = 2\pi yz = \frac{Su}{\Delta\nu}. \quad (6.2.5)$$

Малые значения z соответствуют малым значениям произведения Su , то есть случаю *слабого поглощения*. Из-за линейной зависимости $A_{\Delta\nu}$ от u этот случай еще называют *областью линейного поглощения*. В этом предельном случае поглощение не зависит от давления. Отметим, что приведенный вывод показывает, что закон линейного поглощения при малых Su справедлив для *любого*, а не только лоренцовского контура линии.

При больших значениях z – в случае сильного поглощения – имеем другую асимптотику:

$$A_{\Delta\nu} = 2\pi y \sqrt{\frac{2z}{\pi}} = \frac{2\sqrt{Su\alpha_L}}{\Delta\nu}. \quad (6.2.6)$$

Соотношение (6.2.6) соответствует случаю *сильного поглощения* или *закону квадратного корня*. Последнее название связано с тем, что зависимость поглощения от количества

поглощающего вещества и давления (вспомним, что α_L пропорционально p) представляется как $\sqrt{u p}$. Отметим также, что при сильном поглощении в центре линии (когда $P_{\nu_0} = 0$), изменение поглощения $A_{\Delta\nu}(u)$ происходит за счет изменения величины поглощения только в крыльях изолированной спектральной линии. Это справедливо не только для лоренцевской, но и фойгтовской линии, поскольку, крылья фойгтовской линии определяются в основном лоренцевским контуром (см. рис. 3.10).

Рассмотренная нами модель изолированной линии находит свое применение для верхних слоев атмосферы, где спектральные линии очень узки и могут считаться изолированными.

Анализ спектров поглощения различных линейных молекул обнаруживает наличие регулярной структуры в расположении линий, соответствующих одному и тому же колебательному переходу, причем интенсивности этих линий меняются относительно медленно. В связи с этим была предложена *регулярная модель полосы поглощения* или *модель Эльзассера*. Для регулярной модели, состоящей из бесконечной последовательности одинаковых спектральных лоренцевских линий, расположенных на расстоянии $\Delta\nu$ друг от друга, коэффициент поглощения можно записать следующим образом:

$$k(\nu) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{1}{\pi} \frac{S \alpha_L}{(\nu - n \Delta\nu)^2 + \alpha_L^2}. \quad (6.2.7)$$

где n – номер линии.

Для функции поглощения, используя введенные для модели изолированной линии переменные, получаем [10, 19]

$$A_{\Delta\nu} = \int_{-1/2}^{+1/2} \left[1 - \exp\left(-\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{2zy^2}{(x-n)^2 + y^2}\right) \right] dx, \quad (6.2.8)$$

где пределы интегрирования теперь соответствуют интервалу $[\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2}, \nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2}]$. После преобразований интеграл (6.2.8) можно выразить через известные специальные функции и опять проанализировать предельные случаи.

При $y \rightarrow \infty$ получаем [10, 19, 43]

$$A_{\Delta\nu} = 1 - \exp(-2\pi yz) = 1 - \exp\left(-\frac{Su}{\Delta\nu}\right). \quad (6.2.9)$$

Рассматриваемый случай соответствует ситуации, когда $\alpha_L \gg \Delta\nu$, т.е. линии расположены очень близко друг от друга и *сильно перекрываются*. При этом, как видно из (6.2.9), функция пропускания экспоненциально зависит от u , точно так же, как и для монохроматического излучения, и спектральная зависимость пропускания отсутствует. Отметим также, что функция пропускания не зависит от давления. Рассмотренная ситуация реально наблюдается, когда полуширины линий заметно больше расстояний между ними, например, в условиях больших давлений (напомним, что α_L пропорциональна p). Такие особенности поглощения в данном случае характерны для всех моделей полос поглощения. Они, в частности, наблюдаются (с разной степенью приближения) в электронных полосах поглощения, а также в ИК спектрах тяжелых молекул, состоящих из очень близко расположенных линий поглощения.

Приближение сильных линий реализуется, когда в центре лоренцевских линий наблюдается полное поглощение. В этом случае изменение функции пропускания происходит за счет изменения величины поглощения в крыльях линий, и в выражении

(6.2.8) можно пренебречь в знаменателе величиной y^2 . Тогда для бесконечной суммы вновь известно аналитическое выражение, и после ряда математических преобразований с использованием специальных функций функция Эльзассера выражается через хорошо известный интеграл вероятности [10, 19]

$$\begin{aligned} E(y, z) &= 1 - \operatorname{erf}(\pi y \sqrt{2z}), \\ A_{\Delta\nu} &= \operatorname{erf}(\pi y \sqrt{2z}) \end{aligned} \quad (6.2.10)$$

где

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi.$$

Подставляя в (6.2.10) параметры y и z , имеем

$$A_{\Delta\nu} = \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\pi}}{\Delta\nu} \sqrt{S u \alpha_L}\right). \quad (6.2.11)$$

Мы видим, что в приближении сильной линии функция поглощения зависит от произведения $S u \alpha_L$. Так как лоренцовская полуширина пропорциональна давлению, из соотношения (6.2.11) следует, что поглощение зависит от произведения $S u p$. Учитывая, что в (6.2.11) произведение стоит под корнем, это обстоятельство по аналогии с (6.2.6) также иногда называют "законом квадратного корня".

Исследования спектров поглощения ряда атмосферных газов (H_2O , O_3 и др.) выявили «хаотическое», «случайное» расположение отдельных линий поглощения. Поэтому были развиты различные модели полос поглощения с определенными случайными свойствами. Наиболее известна *случайная модель Гуди* [10, 19, 43], для которой предполагается экспоненциальное выражение для плотности вероятности распределений интенсивностей линий. В этом случае для функции пропускания получается итоговое выражение

$$P_{\Delta\nu} = \exp\left[-\frac{S_0 u}{\delta} \left(1 + \frac{S_0 u}{\pi \alpha_L}\right)^{-1/2}\right]. \quad (6.2.12)$$

где S_0 и δ – средняя интенсивность линий и среднее расстояние между ними соответственно.

Полученная функция пропускания является функцией только двух параметров: S_0 / δ и $\pi \alpha_L / \delta$. Для заданной полосы поглощения или спектрального интервала эти два параметра можно получить, аппроксимируя данные лабораторных измерений функций пропускания в зависимости от содержания поглощающего газа и давления. Кроме того, их можно получить и на основе параметров тонкой структуры спектральных линий конкретных полос поглощения.

В случае слабого поглощения, когда $S_0 u \ll 1$, из (6.2.12) снова имеем

$$P_{\Delta\nu} = 1 - \frac{S_0 u}{\delta}; \quad A_{\Delta\nu} = \frac{S_0 u}{\delta},$$

т.е. линейную зависимость поглощения от содержания газа u .

В режиме сильного поглощения $\frac{S_0 u}{\pi \alpha_L} \ll 1$ (6.2.12) переходит в

$$P_{\Delta\nu} = \exp \left[-\frac{\sqrt{\pi S_0 u \alpha_L}}{\delta} \right],$$

то есть по-прежнему выполняется "закон квадратного корня".

Сравнивая эти соотношения с приведенными выше аналогичными предельными случаями других моделей, можно сделать вывод, что закон линейного поглощения (слабое поглощение) и закон квадратного корня (сильное поглощение) имеют универсальный характер.

Прямой метод расчета функций пропускания в случае селективного газового поглощения, когда спектральные линии поглощения, особенно при малых давлениях, очень узкие, а расчеты радиационных характеристики атмосферы необходимо проводить для широких спектральных интервалов, чрезвычайно трудоемок даже при использовании современных ЭВМ. Интегрирование по частоте быстро меняющегося монохроматического пропускания требует использования очень мелкого шага по частоте и, следовательно, большого числа точек вычислений подынтегрального выражения. Существует принципиально другой подход к получению функций пропускания, предложенный еще в 30-х годах прошлого столетия в астрофизических работах. Суть его – в замене интегрирования по частоте на интегрирование по коэффициенту поглощения (*k-метод*). При интегрировании прямым методом выражения для монохроматической функции пропускания по частоте ν

$$P_{\Delta\nu}(u) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp[-k(u)u] d\nu \quad (6.2.13)$$

мы вынуждены вычислять монохроматические функции пропускания для большого числа точек. При этом во многих этих точках, расположенных в разных подынтервалах спектрального интервала $\Delta\nu$, наблюдаются близкие значения коэффициента поглощения. Рассмотрим для иллюстрации *k-метода* рис. 6.1.

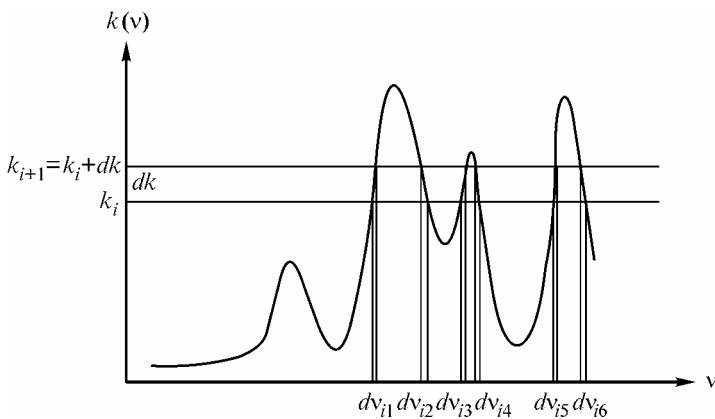


Рис. 6.1. Метод интегрирования по коэффициенту поглощения (*k-метод*).

Из рис. 6.1. видно, что значения коэффициента поглощения в произвольном диапазоне $[k_i, k_i + \Delta k]$ наблюдаются в целом ряде спектральных интервалов – d_{i1}, d_{i2}, d_{i3} и т. д. Просканировав весь диапазон значений коэффициента поглощения от k_{\max} до k_{\min} , реализующийся в рассматриваемом спектральном интервале $\Delta\nu$ (при данных давлении и температуре), можно построить (с помощью предельного перехода) плотность

распределения («плотность вероятности») значений коэффициента поглощения в рассматриваемом спектральном интервале:

$$f(k) dk = \lim_{\Delta k_i \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta\nu} \sum_j^N \left(\frac{\Delta\nu_j}{\Delta k_i} \right) w(k_i, k_i + \Delta k_i), \quad (6.2.14)$$

где функция $w(k_i, k_i + \Delta k_i)$ равна нулю везде, кроме интервала $(k_i, k_i + \Delta k_i)$, где она равна единице. Фактически функция $f(k) dk$ показывает, какую относительную часть спектрального интервала занимают подынтервалы Δk_i с коэффициентом поглощения

$(k_i, k_i + \Delta k_i)$. Следующий шаг в рассматриваемом k -методе – переход от интегрирования в функции пропускания по частоте к интегрированию по коэффициенту поглощения. Если функция $f(k)$ известна, функцию пропускания (6.2.13) можно записать следующим образом:

$$P_{\Delta\nu}(u) = \int_0^{\infty} f(k) \exp[-ku] dk, \quad (6.2.15)$$

где мы использовали для удобства записи переход $k_{\min} \rightarrow 0$ и $k_{\max} \rightarrow \infty$. То есть при интегрировании мы теперь «собираем» интервалы функции не по принципу близости по оси частот, а по принципу близости по значениям коэффициента поглощения k . Из математического смысла функции $f(k)$ следует:

$$\int_0^{\infty} f(k) dk = 1. \quad (6.2.16)$$

Распределение вероятности коэффициента поглощения в рассматриваемом спектральном интервале можно охарактеризовать также *функцией распределения* (иногда ее называют *интегральной функцией распределения*)

$$g(k) = \int_0^k f(k') dk'. \quad (6.2.17)$$

При этом справедливо: $g(0) = 0$, $g(k \rightarrow \infty) \rightarrow 1$, $dg(k) = f(k) dk$. Тогда функцию пропускания можно записать еще в одной форме:

$$P_{\Delta\nu}(u) = \int_0^1 \exp[-k(g)u] dg, \quad (6.2.18)$$

Подчеркнем, что выражения (6.2.13), (6.2.15) и (6.2.18) для функций пропускания эквивалентны. Но если в выражении (6.2.13) интегрирование осуществляется по частоте, то в выражении (6.2.15) – по коэффициенту поглощения, а в выражении (6.2.18) – по интегральной функции распределения g .

В случае использования выражений (6.2.15) и (6.2.18), т.к. функции $f(k)$ и $g(k)$ – более гладкие (особенно $g(k)$), при численном вычислении функций пропускания можно ограничиться квадратурами с небольшим числом узлов (или подинтервалов коэффициента поглощения). Это и делается в рассматриваемом k -методе:

$$P_{\Delta\nu}(u) \cong \sum_{k=1}^L f(k_k) e^{-k_k u} \Delta k_k \approx \sum_{k=1}^L e^{-k_k(g)u} \Delta g_k. \quad (6.2.19)$$

При этом число членов в выражении (6.2.19) для точного вычисления функций пропускания оказывается относительно небольшим ($\sim 5-10$) по сравнению с сотнями и тысячами точек по частоте при использовании выражения для функции пропускания (6.2.13).

В литературе отмечают следующие преимущества и недостатки метода интегрирования функций пропускания по коэффициенту поглощения, в частности по сравнению с использованием моделей полос поглощения:

1. k -метод позволяет осуществлять строгий учет селективности излучения (поглощения) в задачах рассеяния. Модели полос поглощения достаточно строго учитывают селективность поглощения в расчетах теплового излучения (из-за слабой спектральной зависимости функции Планка) в конечных спектральных интервалах. Эта особенность k -метода и явилась одной из причин достаточно широкого его использования

в последние годы. (Подчеркнем, что модели полос поглощения неприменимы в задачах рассеяния, т.к. функция источника в этих задачах (см. раздел 7) имеет сильную спектральную зависимость (в отличие от функции Планка)).

2. k -метод эффективен для достаточно широких спектральных интервалов, в то время как модельный подход имеет в этом смысле определенные ограничения или требования к однородности статистического распределения (строения) полос поглощения.

3. Важным достоинством k -метода является высокая точность аппроксимации функций пропускания с помощью ряда (6.2.19) с относительно небольшим числом экспоненциальных членов.

4. К недостаткам рассмотренного подхода можно отнести определенные сложности (см., например, [10, 19, 43]) учета неоднородности атмосферы и перекрывания полос поглощения различных газов.

Рассмотренные выше методы получения функций пропускания следует отнести к *расчетным методам*. Другой класс методов основан на использовании экспериментальных данных. Это, прежде всего, *лабораторные методы*, в которых исследуется поглощение излучения в специальных оптических кюветах при строго контролируемых физических условиях состояния газовой смеси. Задача полного исследования функций пропускания при таком подходе является очень сложной, дорогостоящей и громоздкой. Действительно, в идеале нам нужно изучить зависимости поглощения излучения как функции следующих переменных:

- количества и типа поглощающего газа
- спектрального интервала $\Delta \nu$;
- давлений поглощающего и уширяющего газа;
- температуры.

Несмотря на сложности эксперимента и трудности полного исследования функций пропускания, лабораторный метод интенсивно использовался еще до недавнего времени. В настоящее время он применяется, в основном, для получения параметров тонкой структуры отдельных спектральных линий – их положений, интенсивностей, полуширин и т. д. Результаты лабораторных исследований функций пропускания часто аппроксимировались с помощью тех или иных аналитических выражений как функции от количества поглощающего газа, давления и температуры. Иногда эти аппроксимирующие выражения выбирались по результатам применения модельного подхода. Например, достаточно популярным являлось представление:

$$P_{\Delta \nu} = \exp(-\beta_{\nu} u^m p^n T^l), \quad (6.2.20)$$

где β_{ν} – обобщенный коэффициент поглощения, m , n и l – эмпирические параметры, приближенно учитывающие зависимость функций пропускания от содержания поглощающего газа, давления и температуры.

Необходимо помнить при этом, что область применимости аппроксимации (6.2.20) ограничена, как минимум, диапазонами измерений u , p и T в проведенных лабораторных исследованиях. Применение выражения (6.2.20) для других физических условий может приводить к большим погрешностям в расчетах функций пропускания. Кроме того, не надо забывать, что экспериментальные функции пропускания получаются с помощью конкретных спектральных приборов и, следовательно, эти функции пропускания соответствуют конкретным аппаратным функциям прибора.

Натурные исследования функций пропускания осуществляются в реальной атмосфере на различных трассах (горизонтальных и наклонных) при использовании искусственных источников излучения или излучения Солнца. Основное преимущество такого подхода состоит в том, что перенос излучения изучается в реальной атмосфере (а не в искусственных смесях), в том числе, при использовании Солнца как источника излучения, для неоднородной атмосферы. Недостатки обусловлены тем, что контроль состояния атмосферы представляет собой сложную задачу и требует значительных

дополнительных затрат средств. Натурные измерения функций пропускания часто используются для анализа точности различных методов расчета функций пропускания. Кроме того, они полезны для анализа вкладов в ослабление различных механизмов ослабления в реальной атмосфере, например, континуального молекулярного и аэрозольного ослабления.

6.3. Приближенные методы теории переноса теплового излучения

Большинство методов получения функций пропускания дают информацию о характеристиках поглощения однородных сред, т.е. сред с постоянными давлением и температурой. В реальной атмосфере перенос излучения осуществляется в большинстве случаев вдоль трасс, на которых давление, температура и содержание поглощающего газа не остаются постоянными. Давление и температура влияют на полуширины и интенсивности спектральных линий и, тем самым, на коэффициенты поглощения. Таким образом, перенос излучения в реальной атмосфере осуществляется в среде с изменяющимися контурами и значениями коэффициента поглощения спектральных линий. Эта особенность переноса отражена в формуле (6.2.1) интегралом по пространственной переменной в показателе экспоненты. При этом, как мы уже отмечали, спектральное интегрирование монохроматических функций пропускания – это завершающая операция при получении функций пропускания в конечных спектральных интервалах $\Delta\nu$. Следовательно, это интегрирование, строго говоря, необходимо осуществлять для каждой новой модели атмосферы, для каждого ее состояния.

Естественное желание, с одной стороны, повысить эффективность расчетов различных радиационных характеристик, а с другой, – использовать функции пропускания однородных сред, которые нам дают лабораторные измерения и модели полос поглощения, стимулировало разработку специальных *приближенных методик учета неоднородности атмосферы*. Суть всех этих методик состоит в том, чтобы указать правило, по которому можно заменить неоднородный атмосферный слой, т.е. слой с переменными p и T , на однородный слой при постоянных давлении и температуре. Формально это означает, что эти постоянные давление \tilde{p} , температура \tilde{T} и содержание газа \tilde{u} могут быть найдены из очевидного условия равенства функций пропускания, которое для одного газа можно записать в виде:

$$\frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp\left(-\int_{l_1}^{l_2} \kappa(\nu, p(l), T(l)) \rho(l) dl\right) d\nu = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp(-\kappa(\nu, \tilde{p}, \tilde{T}) \tilde{u}) d\nu, \quad (6.3.1)$$

где $\kappa(\nu, p(l), T(l))$ – массовый коэффициент поглощения.

Опишем два простых метода приближенного учета неоднородности.

1. *Метод эффективной массы поглощающего вещества*. Левая часть равенства (6.3.1)

для лоренцовского контура линии поглощения равна

$$P_{\Delta\nu}(l_1, l_2) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp\left(-\int_{l_1}^{l_2} \frac{S(T(l))}{\pi} \frac{\alpha_L(p(l), T(l)) \rho(l)}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha_L^2(p(l), T(l))} dl\right) d\nu. \quad (6.3.2)$$

В случае сильного поглощения, когда перенос излучения происходит только в крыльях линии, можно положить $|\nu - \nu_0| \gg \alpha_L(p(l), T(l))$ и пренебречь членом α_L^2 в знаменателе. Используем далее зависимость лоренцовской полуширины от давления и температуры

$$\alpha_L(p, T) = \alpha_L(p_0, T_0) \left(\frac{p}{p_0}\right) \left(\frac{T_0}{T}\right)^m, \quad (6.3.3)$$

С учетом (6.3.3) функция пропускания неоднородной среды (6.3.2) запишется как

$$P_{\Delta\nu}(l_1, l_2) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp \left(-\frac{\alpha_L(p_0, T_0)}{\pi(\nu - \nu_0)^2} \int_{l_1}^{l_2} S(T(l)) \left(\frac{T_0}{T(l)} \right)^m \left(\frac{p(l)}{p_0} \right) \rho(l) dl \right) d\nu. \quad (6.3.4)$$

Выражение (6.3.4) можно рассматривать как функцию пропускания однородной среды при давлении p_0 и температуре T_0 с *эффективным (приведенным)* количеством поглощающего газа \tilde{u} :

$$\tilde{u} S(\tilde{T}) = \int_{l_1}^{l_2} S(T(l)) \left(\frac{T_0}{T(l)} \right)^m \left(\frac{p(l)}{p_0} \right) \rho(l) dl. \quad (6.3.5)$$

Это становится очевидным, если аналогично (6.3.4) расписать правую часть равенства (6.3.1).

Формула (6.3.5), а, точнее, ее обобщенный вид

$$\tilde{u} = \int_{l_1}^{l_2} \left(\frac{T_0}{T(l)} \right)^{m_1} \left(\frac{p(l)}{p_0} \right)^n \rho(l) dl \quad (6.3.6)$$

соответствует приближенному методу учета неоднородности атмосферы, который в литературе называют *методом эффективной (приведенной) поглощающей массы* [10, 19, 34]. Переход от полученного нами выражения (6.3.5) к выражению (6.3.6) обоснован тем, что удобно аппроксимировать температурные зависимости интенсивности линии и ее полуширины единым образом в виде весового множителя $(T_0/T)^{m_1}$. При этом отметим, что показатель m_1 не равен показателю m , введенному нами ранее для аппроксимации зависимости $\alpha_L(T)$ (формула (6.3.3)). Наконец, появление показателя n в формуле (6.3.6) для описания зависимости поглощения от давления связано с тем, что выражение (6.3.4) получено нами для случая сильного поглощения. Вспомним, что для другого предельного случая – слабого поглощения – зависимости от давления нет (см. предыдущий параграф), следовательно, $n = 0$. Для некоторой «компенсации» этого противоречия и предлагается использовать выражение для нахождения эффективной поглощающей массы в виде (6.3.6). Параметры m_1 и n часто находят для конкретных спектральных интервалов $\Delta\nu$ из анализа лабораторных измерений зависимостей $P_{\Delta\nu}(u, p, T)$ или прямых расчетов функций пропускания. В ряде приложений, где не требуется высокая точность расчетов радиационных характеристик атмосферы, можно пренебречь температурной зависимостью функций пропускания, т.е. в формуле (6.3.6) положить $m_1 = 0$.

В силу своей простоты метод эффективной массы нашел широкое применение при решении различных задач атмосферной оптики. Однако, точность этого приближенного метода в ряде случаев невысока, погрешности вычислений функций пропускания неоднородной атмосферы могут достигать 10–20 %.

2. *Метод Куртиса–Годсона.* В методе Куртиса–Годсона неоднородный атмосферный слой заменяется однородным слоем с приведенными давлением \tilde{p} и содержанием поглощающего вещества \tilde{u}

$$\tilde{p} = \frac{\int_{l_1}^{l_2} p(l) \rho(l) f(T(l)) dl}{\int_{l_1}^{l_2} \rho(l) f(T(l)) dl}; \quad \tilde{u} = \int_{l_1}^{l_2} \psi(T(l)) \rho(l) dl.$$

Были предложены следующие выражения для функций температурной зависимости

$$f(T) = \frac{\sum_i S_i(T)}{\sum_i S_i(T_0)}; \quad \psi(T) = \left(\frac{\sum_i \sqrt{S_i(T) \alpha_{L,i}(T)}}{\sum_i \sqrt{S_i(T_0) \alpha_{L,i}(T_0)}} \right)^2.$$

где суммирование проводится по спектральным линиям рассматриваемого спектрального интервала.

Метод Куртиса–Годсона значительно точнее метода приведенной массы, хотя и требует вычисления двух параметров \tilde{u} и \tilde{p} и знания функции пропускания как функции двух переменных $P_{\Delta\nu}(\tilde{u}, \tilde{p})$.

Перекрытие полос поглощения различных атмосферных газов создает проблему расчетов *функций пропускания смеси газов*. Учет перекрытия не представляет принципиальных трудностей в прямых расчетах функций пропускания. Однако лабораторные измерения и метод моделей полос поглощения дают функции пропускания только отдельных атмосферных газов. В связи с этим встает проблема: как, имея функции пропускания, например, двух газов CO_2 и H_2O , получить функцию пропускания их смеси. Экспериментальные исследования и численные расчеты показали, что с хорошей точностью выполняется простое «правило перемножения» [10, 19, 44]. В соответствии с этим правилом функция пропускания смеси газов P_{1+2} равна произведению функций пропускания отдельных газов

$$P_{1+2} = P_1 \cdot P_2. \quad (6.3.7)$$

Для монохроматического излучения соотношение (6.3.7) является точным. Можно привести один тривиальный случай выполнимости соотношения (6.3.7) для конечных спектральных интервалов. Правило перемножения справедливо, если хотя бы у одного газа коэффициент поглощения в рассматриваемом спектральном интервале не зависит от частоты. Близкая к указанному случаю ситуация наблюдается для достаточно узких спектральных интервалов, где поглощение одного из газов обусловлено в основном крыльями далеких спектральных линий или другим видом континуума, спектральная зависимость коэффициента поглощения которого слаба.

Выражения для интенсивностей (6.1.1), (6.1.2) можно упростить, если воспользоваться введенным в разделе 2 понятием оптической толщины $\tau(z)$ [19]:

$$\tau(z) = \int_z^{\infty} \alpha(z') dz', \quad (6.3.8)$$

где α – объемный коэффициент ослабления, совпадающий для рассматриваемого случая с объемным коэффициентом молекулярного поглощения k . Дифференцируя (6.3.8), получаем $\frac{d\tau(z)}{dz} = -\alpha(z)$ или $-\alpha(z) dz = d\tau(z)$. Знак «минус» говорит о разных

направлениях осей z и τ . Поскольку объемный коэффициент ослабления $\alpha(z)$ неотрицателен, из (6.3.8) следует, что $\tau(z)$ монотонно убывает с высотой от значения

$\tau_0 = \int_0^{\infty} \alpha(z) dz$ на нижней границе атмосферы (подстилающей поверхности при $z = 0$) до

значения 0 на верхней границе атмосферы. Но, следовательно, существует и обратная функция $z(\tau)$. Подставим, формально, функцию $z(\tau)$ всюду вместо зависимости от z .

Далее, вводя обозначение $\cos \theta = \frac{1}{\sec \theta} = \eta$ и учитывая $\sin \theta d\theta = -d(\cos \theta)$, получаем

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(\tau, \eta) = I_{\lambda}^{\downarrow}(\infty) \exp(-\tau/\eta) + \int_0^{\tau} B_{\lambda}[T(\tau')] \exp[-(\tau-\tau')/\eta] \frac{d\tau'}{\eta} I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau-\eta),$$

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau-\eta) = I_{\lambda}^{\uparrow}(\tau_0-\eta) \exp[-(\tau_0-\tau)/\eta] + \int_{\tau}^{\tau_0} B_{\lambda}[T(\tau')] \exp[-(\tau'-\tau)/\eta] \frac{d\tau'}{\eta}.$$
(6.3.9)

Отметим, что во второй формуле мы внесли знак «минус» у η в список переменных, поэтому в правой части значение η положительно, что позволило записать правые части формул (6.3.9) единообразно.

Для получения нисходящего и восходящего потоков следует проинтегрировать (6.3.9) по полусферам (верхней и нижней), что дает

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} I^{\downarrow}(\tau, \eta) \cos \theta \sin \theta d\theta; \quad F_{\lambda}^{\uparrow}(\tau) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} I^{\uparrow}(\tau, -\eta) \cos \theta \sin \theta d\theta.$$

Учитывая, что $\sin \theta d\theta = d\eta$ и пренебрегая, как мы отмечали выше, членом с $I_{\lambda}^{\downarrow}(\infty)$ для ИК области спектра, а также отражением падающего излучения от поверхности получим

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = 2\pi \int_0^1 \int_0^{\tau} B_{\lambda}(T(\tau')) \exp(-(\tau-\tau')\eta) d\eta d\tau';$$

$$F_{\lambda}^{\uparrow}(\tau) = 2\pi \varepsilon_{\lambda} B_{\lambda}(T_0) \int_0^1 \exp(-(\tau_0-\tau)\eta) \eta d\eta + 2\pi \int_0^1 \int_{\tau}^{\tau_0} B_{\lambda}(T(\tau')) \exp(-(\tau'-\tau)\eta) d\eta d\tau'$$
(6.3.10)

Интегрирование по η в (6.3.10) может быть выполнено аналитически. Воспользуемся одной из специальных функций – интегральной показательной функцией порядка n , которая определяется как

$$E_n(x) = \int_1^{\infty} \frac{\exp(-xy)}{y^n} dy = \int_0^1 \frac{\exp(-x/y)}{y^{2-n}} dy.$$

Заметим, что, применяя к $E_n(x)$ формулу интегрирования по частям, можно получить рекуррентную формулу

$$n E_{n+1}(x) = e^{-x} - E_n(x).$$

Таким образом, все интегральные показательные функции выражаются через $E_1(x)$, алгоритмы вычисления которой хорошо известны.

С использованием интегральных показательных функций выражения для потоков теплового излучения окончательно запишутся в виде

$$F_{\lambda}^{\downarrow}(\tau) = 2\pi \int_0^{\tau} B_{\lambda}(T(\tau')) E_2(\tau-\tau') d\tau';$$

$$F_{\lambda}^{\uparrow}(\tau) = 2\pi \varepsilon_{\lambda} B_{\lambda}(T_0) E_3(\tau_0-\tau) + 2\pi \int_{\tau}^{\tau_0} B_{\lambda}(T(\tau')) E_2(\tau'-\tau) d\tau'$$
(6.3.11)

Сравнивая (6.3.11) с (6.1.1) и (6.1.2), можно заметить подобие выражений для потоков и интенсивностей, только для потоков роль экспонент (функций пропускания) играют интегральные экспоненты $E_2(x)$ и $E_3(x)$, которые можно назвать *функциями пропускания (и их производными) для потоков излучения (диффузная функция пропускания и ее производная)*.

При строгом подходе к расчету потоков излучения для конечных спектральных интервалов $\Delta\nu$ можно воспользоваться выражениями аналогичными (6.1.7), проинтегрировав монохроматические потоки по частоте в пределах рассматриваемого интервала. Однако можно снова воспользоваться существенным различием в спектральной зависимости функции Планка и монохроматических функций пропускания. В этом случае выражения для потоков теплового излучения для конечных спектральных интервалов будут аналогичны выражениям для интенсивности излучения, но в этих выражениях будут фигурировать диффузные функции пропускания.

В общем случае при расчете потоков теплового излучения необходимо осуществлять многочисленные интегрирования – по частоте, по телесному углу, по пространственной переменной в функции пропускания и при суммированиях вкладов в излучение от разных слоев. При этом для каждой новой модели атмосферы все эти интегрирования необходимо осуществлять заново. Для упрощения расчетов потоков излучения диффузные функции пропускания заменяются на функции пропускания для интенсивности излучения при некотором эффективном зенитном угле распространения излучения. В этом случае можно записать простую связь между диффузной функцией пропускания и функцией пропускания для интенсивности (например, как функций поглощающего вещества u .)

$$P_{\Delta\nu}^F(u) = P_{\Delta\nu}(\beta u), \quad (6.3.12)$$

где β называется *фактором диффузности*. Многочисленные расчеты и анализ поведения диффузной функции пропускания показал, что хотя фактор диффузности зависит от состояния атмосферы и рассматриваемого спектрального интервала, с хорошей точностью (1–3 %) можно положить $\beta = 1.66$.

6.4. Неравновесное ИК излучение

Локальное термодинамическое равновесие (ЛТР) выполняется, как правило, в нижних слоях атмосфер планет. (Для высоковозбужденных состояний, если они проявляются в поглощении и излучении в атмосферах планет, нарушение ЛТР может наблюдаться и в относительно низких слоях.) В этом случае большая частота молекулярных столкновений приводит к тому, что распределение возбужденных молекул подчиняется закону Больцмана при кинетической температуре среды и выполняется закон Кирхгофа (2.5.8), что мы и использовали при рассмотрении переноса теплового излучения. В связи с тем, что количество столкновений молекул пропорционально концентрации молекул воздуха, в верхних слоях атмосферы, где этих столкновений становится меньше, населенности возбужденных состояний уже могут не подчиняться закону Больцмана, что означает нарушение ЛТР.

Введем понятие *столкновительное время жизни* τ_c возбужденной молекулы, как

$$\tau_c = \frac{1}{\nu}, \quad (6.4.1)$$

где ν – частота столкновений, приводящих к девозбуждению молекул.

Радиативное время жизни τ_r возбужденных молекул определяется как

$$\tau_r = \frac{1}{A}, \quad (6.4.2)$$

где A – коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения. Это время есть среднее время перехода молекулы из возбужденного состояния в основное за счет излучения.

Если столкновительное время жизни соизмеримо или больше, чем радиативное время жизни возбужденных состояний, то в атмосфере могут наблюдаться отклонения от ЛТР. Радиативное время жизни колебательных состояний, имеющих основное значение при переносе ИК излучения, имеет порядок $1-10^{-1}$ сек. Столкновительное время жизни

молекул на уровне Земли значительно меньше и, например, для полосы углекислого газа при 15 мкм составляет примерно $2.5 \cdot 10^{-5}$ с в диапазоне температур 250–300 К. Поскольку это время жизни изменяется обратно пропорционально атмосферному давлению, радиативное и столкновительное времена жизни становятся примерно равными на высоте 70 км. Эта высота и является грубой оценкой высотного уровня нарушения ЛТР для колебательных состояний, участвующих в формировании 15 мкм полосы CO₂ [51].

Аналогичный анализ столкновительного и радиативного времен жизни для вращательных уровней энергий молекул показывает, что высотные уровни нарушений вращательного ЛТР (т.е. нарушение закона Больцмана для населенностей вращательных уровней) наблюдаются значительно выше в земной атмосфере (выше 100 км). Как показали расчеты и эксперименты по измерениям собственного излучения атмосферы, в земной атмосфере наблюдаются отклонения от ЛТР для вращательных и спиновых состояний некоторых молекул (например, CO, OH, NO).

Решение задач переноса неравновесного ИК излучения для колебательных состояний проводится в два этапа:

а) сначала рассчитываются населенности колебательных состояний молекулы на основе решения системы кинетических уравнений, включающих различные процессы возбуждения и девозбуждения колебательных состояний рассматриваемой молекулы;

б) затем проводится расчет коэффициентов поглощения и излучения (например, по формулам (3.4.11) и (3.4.12)), интенсивности и потоков неравновесного ИК излучения. Подчеркнем, что высотные уровни нарушения колебательного ЛТР существенно зависят от изотопической разновидности молекулы, энергии колебательного состояния, для некоторых колебательных состояний – также от зенитного угла Солнца в дневное время (как важного фактора, влияющего на населенности различных состояний внутренней энергии молекул). Например, для колебательных состояний молекулы O₃ они сильно отличаются для дневных и ночных условий. Для общей характеристики приведем табл. 6.1, где приведены оценки высотных уровней нарушений ЛТР для ряда атмосферных газов и их полос [47].

Таблица 6.1. Высотные уровни нарушения колебательного ЛТР.

Газ	Полоса, мкм	Приблизительный высотный уровень нарушения, км
CO ₂	15 мкм	70
	4.3 мкм	60 (ночь); 50 (день)
	2.0 мкм	10 (день)
H ₂ O	6.3 мкм	65 (ночь); 40 (день)
	2.7 мкм	25 (день)
O ₃	9.6 мкм	70 (ночь); 30–40 (день)
		25 (день)
CH ₄	7.6 мкм	60
	6.5 мкм	60
N ₂ O	17 мкм	70 (ночь)
CO	4.7 мкм	40 (ночь)
NO	5.3 мкм	55 (ночь); 15 (день)

Раздел 7. Основные понятия теории переноса солнечного излучения

7.1. Многократное рассеяние излучения

В разделе 2 мы привели интегро-дифференциальное уравнение переноса для рассеянного солнечного излучения (2.6.3):

$$\frac{dI}{dz} \cos \theta = -\alpha(z)I + \frac{1}{4\pi} \sigma(z) \int_{4\pi} x(z, \vec{r}) I(\vec{r}) d\Omega. \quad (7.1.1)$$

где I – интенсивность излучения, падающего под углом θ , на высоте z , $\alpha(z)$ – объемный коэффициент ослабления, $\sigma(z)$ – объемный коэффициент рассеяния, $x(z, \vec{r})$ – индикатриса рассеяния; все величины считаются монохроматическими на определенной длине волны.

Рассмотрим модель плоско-параллельной атмосферы – рис. 7.1.

Ось Z – ось высоты – направим стандартно вверх перпендикулярно поверхности. Углы θ между лучами света и осью Z , как мы договорились в разделе 2, будем отсчитывать как зенитные углы, то есть для света, идущего вниз они меньше $\pi/2$. Второй определяющей направлением координатой будет азимут φ , он отсчитывается в плоскости, перпендикулярной оси Z от некоторого выделенного направления; стандартно принято выбирать его так, чтобы азимут падающих на верхнюю границу атмосферы солнечных лучей был нулевым, то есть отсчитывать азимут «от Солнца». Теперь для интенсивности рассеянного излучения, приходящего на уровень z из направления (θ, φ) получим уравнение переноса с уже определенной геометрией

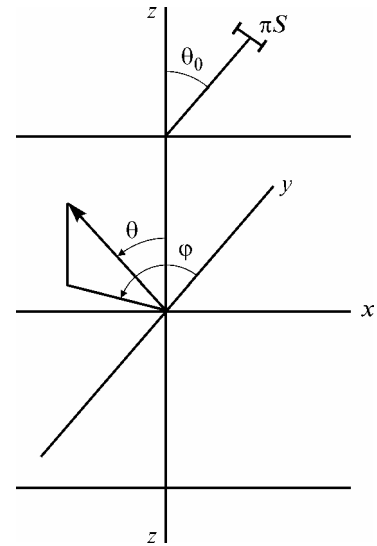


Рис. 7.1. Плоскопараллельная атмосфера.

$$\begin{aligned} \frac{dI(z, \theta, \varphi)}{dz} \cos \theta = & -\alpha(z)I(z, \theta, \varphi) + \\ & + \frac{1}{4\pi} \sigma(z) \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^{\pi} x(z, (\theta, \varphi), (\theta', \varphi')) I(z, \theta', \varphi') \sin \theta' d\theta' \end{aligned} \quad (7.1.2)$$

(В этой формуле появление $\sin \theta'$ обосновано соотношением $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$.)

Преобразуем уравнение (7.1.2) следующим образом. Обозначим $\cos \theta$ через η (и аналогично $\cos \theta'$ через η'). Поскольку угол θ меняется от 0 до π , то $\cos \theta$, то есть η , монотонно меняется от -1 до 1 . Благодаря этой непрерывности мы можем в выражениях для интенсивности и индикатрисы вместо зависимости от θ перейти к зависимости от η (формальной подстановкой $\theta = \arccos \eta$), то есть рассматривать их не как функции угла, а как функции переменной η . Разделим обе части на $\alpha(z)$. В знаменателе левой части появится дифференциал $\alpha(z)dz$. Как показано в разделе 2 он связан с *оптической толщиной* в атмосфере $\tau(z) = \int_z^{\infty} \alpha(z') dz'$, откуда имеем $\alpha(z)dz = d\tau(z)$. Вновь рассмотрим обратную функции $z(\tau)$ и используем ее всюду вместо высоты z . Тогда все

функции в уравнении (7.1.2) станут функциями оптической толщины, а сама τ – вертикальной координатой задачи. После деления на $\alpha(z)$ перед интегралом появится отношение

$$\Lambda(\tau) = \frac{\sigma(\tau)}{\alpha(\tau)} = \frac{\sigma(\tau)}{\sigma(\tau) + k(\tau)}, \quad (7.1.3)$$

где $k(\tau)$ – объемный коэффициент поглощения. Величина Λ называется *альбедо однократного рассеяния* или, иначе, *вероятность выживания фотона*. Смысл первого названия следует из (7.1.3): если поглощения нет, то $\Lambda = 1$; если рассеяния нет, то $\Lambda = 0$; то есть Λ выражает долю рассеяния в общем ослаблении аналогично тому, как альбедо поверхности выражает долю отражения. Смысл второго названия: если принять поглощение фотона света как акт его гибели, то Λ выражает вероятность не поглотиться, то есть выжить.

Теперь мы можем переписать (7.1.2) в новых обозначениях, но прежде введем одно стандартное упрощение. В (7.1.1) и (7.1.2) мы записали индикатрису рассеяния в общем виде. Но обычно (см. раздел 2), индикатриса зависит только от угла рассеяния. Будем далее всюду вести речь только о такой индикатрисе $x(\omega)$, где ω – косинус угла рассеяния (напомним, что выше мы обосновали переход от углов к их косинусам). Теперь для подстановки в уравнение (7.1.2) нам надо определить этот косинус ω , то есть косинус угла между направлениями (θ, φ) и (θ', φ') . Косинус угла между единичными векторами равен их скалярному произведению. Проекции вектора с направлением (θ, φ) на оси Z , X и Y очевидно равны $\cos \theta$, $\sin \theta \cos \varphi$, $\sin \theta \sin \varphi$. Для направления (θ', φ') получим аналогичные проекции. В итоге получаем

$$\omega = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi').$$

Переходя к переменным η и η' , имеем

$$\omega = \eta\eta' + \sqrt{(1 - \eta^2)(1 - (\eta')^2)} \cos(\varphi - \varphi'). \quad (7.1.4)$$

Теперь мы можем записать уравнение переноса в новых обозначениях

$$\eta \frac{I(\tau, \eta, \varphi)}{d\tau} = -I(\tau, \eta, \varphi) + \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 x(\tau, \omega) I(\tau, \eta', \varphi') d\eta', \quad (7.1.5)$$

где ω определена формулой (7.1.4).

Однако само по себе уравнение переноса (7.1.5) еще не достаточно для описания рассеяния света. К нему необходимо добавить граничные условия. На верхнюю границу атмосферы падает солнечное излучение с зенитным углом $\theta_0 = \arccos \eta_0$. В теории переноса принято не включать в уравнение переноса *прямое солнечное излучение*, то есть излучение, не испытывающее рассеяния в атмосфере. Действительно, расчет ослабления прямого излучения элементарен (формула (2.4.8) – закон Бугера):

$$I(\tau) = I(\tau=0) \exp(-\tau/\eta_0), \quad (7.1.6)$$

поэтому нет смысла усложнять его учетом и без того непростое уравнение (7.1.5).

Таким образом, интенсивность $I(\tau, \eta, \varphi)$ в (7.1.5) есть интенсивность *только рассеянного солнечного излучения*. И учет падающего излучения на верхней границе должен состоять в учете его рассеяния в атмосфере. Пусть поток, падающий на площадку, перпендикулярную солнечным лучам, на верхней границе атмосферы равен πS – рис. 7.1. Множитель π здесь вводится просто для удобства. При нормальном падении света, как

мы выяснили в разделе 2, интенсивность равна потоку, и для интенсивности прямого солнечного излучения на верхней границе можно записать:

$$I(\tau = 0, \eta, \varphi) = \pi S \delta(\eta - \eta_0) \delta(\varphi - 0),$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака. Согласно (7.1.6), внутри атмосферы на уровне τ эта интенсивность есть

$$I(\tau, \eta, \varphi) = I(\tau = 0, \eta, \varphi) \exp(-\tau / \eta_0) = \pi S \exp(-\tau / \eta_0) \delta(\eta - \eta_0) \delta(\varphi - 0). \quad (7.1.7)$$

Для учета вклада (7.1.7) в рассеяние мы должны, очевидно, просто добавить его к интегральному члену (7.1.5) который как раз и «отвечает» за вклад рассеянного излучения. Получим

$$\begin{aligned} & \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 x(\tau, \omega) [I(\tau, \eta', \varphi') + \pi S \exp(-\tau / \eta_0) \delta(\eta' - \eta_0) \delta(\varphi' - 0)] d\eta' = \\ & = \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 x(\tau, \omega) I(\tau, \eta', \varphi') d\eta' + \\ & + \frac{\Lambda(\tau)}{4} S \exp(-\tau / \eta_0) \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 x \left[\tau, \eta\eta' + \sqrt{(1-\eta^2)(1-(\eta')^2)} \cos(\varphi - \varphi') \right] \delta(\eta' - \eta_0) \delta(\varphi' - 0) d\eta' \end{aligned}$$

Вспоминая основное свойство дельта-функции $\int f(x) \delta(x - a) dx = f(a)$ и подставляя интеграл в уравнение переноса, получим

$$\begin{aligned} \eta \frac{I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)}{d\tau} & = -I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) + \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 x(\tau, \omega) I(\tau, \eta', \eta_0, \varphi') d\eta' + \\ & + \frac{\Lambda(\tau)}{4} S x(\tau, \omega_0) \exp(-\tau / \eta_0) \end{aligned}, \quad (7.1.8)$$

где

$$\begin{aligned} \omega & = \eta\eta' + \sqrt{(1-\eta^2)(1-(\eta')^2)} \cos(\varphi - \varphi'), \\ \omega_0 & = \eta\eta_0 + \sqrt{(1-\eta^2)(1-\eta_0^2)} \cos(\varphi) \end{aligned}. \quad (7.1.9)$$

На нижней границе атмосферы находится подстилающая поверхность, которая отражает свет. Используя результаты раздела 5, было бы не трудно написать для нее граничные условия. Однако в теории переноса поступают иначе: здесь принято отдельно рассматривать процессы рассеяния в атмосфере и отражения от поверхности. Поэтому отражение от поверхности не учитывают, или, что то же самое, считают поверхность абсолютно черной. Дело в том, что после расчета интенсивности рассеянного излучения имеются сравнительно простые средства учесть вклад, вносимый отражением от поверхности, о чем мы еще скажем ниже. Таким образом, интенсивность $I(\tau, \eta, \varphi)$ в (7.1.8) – это интенсивность *исключительно рассеянного излучения*, без учета прямого и отраженного. Теперь можно написать для нее граничные условия: отсутствие приходящего извне рассеянного излучения как на верхней, так и на нижней границах атмосферы:

$$\begin{aligned} I(0, \eta, \eta_0, \varphi) & = 0, \quad \text{если } \eta > 0, \\ I(\tau_0, \eta, \eta_0, \varphi) & = 0, \quad \text{если } \eta < 0 \end{aligned}. \quad (7.1.10)$$

Соотношения (7.1.8)–(7.1.10) есть окончательный вид уравнения переноса рассеянного солнечного излучения в плоско-параллельной атмосфере.

За вклад в интенсивность рассеяния в (7.1.8) отвечают два последних слагаемых в правой части. Как мы выяснили в разделе 2, этот вклад аналогичен наличию дополнительных источников света в среде. Введем согласно (2.4.11), (2.4.12) функцию источников $B(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$, что для (7.1.8) приведет к

$$B(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^1 x(\tau, \omega) I(\tau, \eta', \eta_0, \varphi') d\eta' + \\ + \frac{\Lambda(\tau)}{4} S x(\tau, \omega_0) \exp(-\tau/\eta_0) \quad (7.1.11)$$

Внеинтегральный член в (7.1.11) связан с рассеянием прямого солнечного излучения. Такое рассеяние, то есть рассеяние прямого излучения, есть *однократное рассеяние*. Интегральный же член в (7.1.11) связан с рассеянием уже рассеянного ранее излучения $I(\tau, \eta', \eta_0, \varphi')$, такое рассеяние есть *многократное рассеяние*. Физический смысл этих членов достаточно прост: внеинтегральный член – это прямое солнечное излучение, дошедшее до уровня τ , с учетом доли рассеяния в общем ослаблении $\Lambda(\tau)$ (вот откуда термин «альbedo однократного рассеяния»!) и индикатрисы – «силы» рассеяния на определенный угол ω . Интегральный член – аналогичный вклад рассеянного излучения, дошедшего до уровня τ со всех возможных направлений.

После ввода функции $B(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$, уравнение переноса примет вид

$$\eta \frac{I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)}{d\tau} = -I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) + B(\tau, \eta, \eta_0, \varphi). \quad (7.1.12)$$

Но (7.1.12) есть линейное дифференциальное уравнение для интенсивности $I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$, решение которого известно и дает

$$I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = \frac{1}{\eta} \int_0^\tau B(\tau', \eta, \eta_0, \varphi) \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta}\right) d\tau', \quad \text{если } \eta > 0, \\ I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = -\frac{1}{\eta} \int_\tau^{\tau_0} B(\tau', \eta, \eta_0, \varphi) \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta}\right) d\tau', \quad \text{если } \eta < 0 \quad (7.1.13)$$

Выражения (7.1.13), конечно, не являются решениями исходного уравнения переноса, поскольку в общем случае функция источников $B(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$ согласно (7.1.11) сама зависит от интенсивности. Но они дают явное выражение для искомой интенсивности через функцию источников, что весьма важно. Например, из (7.1.13) можно сразу записать общее решение уравнения переноса в *приближении однократного рассеяния*, то есть когда в функции источников учитывается только внеинтегральный член

$$B(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = \frac{\Lambda(\tau)}{4} S x(\tau, \omega_0) \exp(-\tau/\eta_0):$$

$$I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = \frac{S}{4\eta} \int_0^\tau \Lambda(\tau') x(\tau', \omega_0) \exp\left(-\frac{\tau'}{\eta_0} - \frac{\tau-\tau'}{\eta}\right) d\tau', \quad \text{если } \eta > 0, \\ I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = -\frac{S}{4\eta} \int_\tau^{\tau_0} \Lambda(\tau') x(\tau', \omega_0) \exp\left(-\frac{\tau'}{\eta_0} - \frac{\tau-\tau'}{\eta}\right) d\tau', \quad \text{если } \eta < 0 \quad (7.1.14)$$

Приближение однократного рассеяния (7.1.14) часто используется в задачах, где не требуется высокая точность расчета рассеянного излучения, или сами эффекты рассеяния малы.

Подставим теперь выражения для интенсивности (7.1.13) в определение функции источников (7.1.11). Получим

$$B(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \left(\int_0^1 x(\tau, \omega) \frac{d\eta'}{\eta'} \int_0^\tau B(\tau', \eta', \eta_0, \varphi') \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta'}\right) d\tau' - \int_{-1}^0 x(\tau, \omega) \frac{d\eta'}{\eta'} \int_\tau^{\tau_0} B(\tau', \eta', \eta_0, \varphi') \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta'}\right) d\tau' \right) + \frac{\Lambda(\tau)}{4} S x(\tau, \omega_0) \exp\left(-\frac{\tau}{\eta_0}\right) \quad (7.1.15)$$

В (7.1.15) входит только функция $B(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$, следовательно, мы получили уравнение для функции источников, решение которого связано с искомой интенсивностью простыми соотношениями (7.1.13). Несмотря на громоздкий вид, математическое уравнение (7.1.15) удобнее, чем уравнение для интенсивности (7.1.8), поскольку оно является интегральным уравнением, а не интегро-дифференциальным. Поэтому в теории переноса обычно имеют дело именно с (7.1.15) [33]

Полученное уравнение (7.1.15) – это интегральное уравнение Фредгольма второго рода. Математическая теория этих уравнений достаточно хорошо разработана, в частности, для них доказано существование и единственность решения. Уравнения Фредгольма для краткости удобно записывать в «операторном виде», поясним это на

примере функции одной переменной. Пусть имеем соотношение $g(x) = \int_a^b K(x, x') f(x') dx'$,

перепишем его как $\mathbf{g} = \mathbf{Kf}$, понимая под «произведением» \mathbf{Kf} интегрирование произведения функции $f(x')$ и функции $K(x, x')$. Само обозначение \mathbf{K} называется интегральным оператором, а собственно функция $K(x, x')$ – ядром интегрального оператора. В нашем случае переменных три, но формально это ничего не меняет. В «операторной» форме уравнение (7.1.15) можно записать в виде

$$B = \mathbf{K}B + q,$$

где B – искомая функция источников $B(\tau, \eta, \eta_0, \varphi)$, \mathbf{K} – интегральный оператор рассеяния с ядром

$$\mathbf{K}(\tau, \eta, \varphi, \tau', \eta', \varphi') = \begin{cases} \frac{\Lambda(\tau)}{4\pi \eta'} x(\tau, \omega) \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta'}\right), \\ \quad \text{в области } 0 \leq \tau' \leq \tau, \quad 0 \leq \eta' \leq 1 \\ -\frac{\Lambda(\tau)}{4\pi \eta'} x(\tau, \omega) \exp\left(-\frac{\tau-\tau'}{\eta'}\right), \\ \quad \text{в области } \tau \leq \tau' \leq \tau_0, \quad -1 \leq \eta' \leq 0 \end{cases}$$

q – свободный член:

$$q(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = \frac{\Lambda(\tau)}{4} S x(\tau, \omega_0) \exp\left(-\tau / \eta_0\right).$$

Формальным решением уравнения Фредгольма второго рода является ряд Неймана

$$B = q + \mathbf{K}q + \mathbf{K}^2 q + \mathbf{K}^3 q + \dots \quad (7.1.16)$$

Члены этого ряда имеют простой физический смысл: первый (q), как мы уже выяснили, соответствует вкладу однократно рассеянного света; второй ($\mathbf{K}q$) – применение оператора рассеяния к однократно рассеянному свету, то есть вклад двукратно рассеянного света; аналогично, третий ($\mathbf{K}^2q = \mathbf{K}(\mathbf{K}q)$) – вклад трехкратно рассеянного света и т. д. То есть ряд Неймана (7.1.16) – *разложение вклада рассеянного света по кратности рассеяния*.

Заметим, что ядро \mathbf{K} и свободный член q прямо пропорциональны альбедо однократно рассеяния $\Lambda(\tau)$. Рассмотрим случай постоянного (не зависящего от координаты τ) значения Λ . Тогда при n -ом члене ряда (7.1.16) будет коэффициент Λ^n , определяющий, очевидно, скорость сходимости: чем ближе Λ к единице, то есть чем меньше поглощение по сравнению с рассеянием, тем медленнее сходится ряд и тем большие кратности рассеяния следует учитывать при расчетах. Этот вывод остается справедливым и в общем случае.

Из (7.1.16), поскольку q прямо пропорциональна параметру S , а \mathbf{K} от S не зависит, следует, что функция источников B и, согласно (7.1.13), интенсивность рассеянного излучения прямо пропорциональны величине S . Следовательно, в полном соответствии с физикой процессов, интенсивность рассеянного света прямо пропорциональна потоку на верхней границе атмосферы. Поэтому для простоты часто при решении уравнения переноса полагают $S = 1$, а потом умножают найденную интенсивность на конкретное значение S .

7.2. Методы расчета рассеянного солнечного излучения

Хотя выше и было получено формальное решение уравнения переноса в виде ряда Неймана (7.1.16), но для вычислений оно практически непригодно из-за нарастающей от члена к члену ряда кратности интегрирования, что делает расчеты нереально долгими даже для современных компьютеров. Поэтому развиваются различные методы решения задач переноса излучения с учетом многократного рассеяния. Их можно разделить на две основные группы: *аналитические методы* и *численные методы*.

Стандартным приемом решения дифференциальных и интегральных уравнений является разложение их параметров в ряд по ортогональным функциям. Для уравнения переноса (7.1.15) удастся достичь определенных упрощений при разложении индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра. Приведем поэтому краткую справку о полиномах Лежандра [31].

Полиномы Лежандра $P_n(x)$ определяются формулой:

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n(x^2 - 1)^n}{dx^n}. \quad (7.2.1)$$

Для их практических вычислений удобно рекуррентное соотношение

$$P_n(x) = \frac{2n-1}{n} x P_{n-1}(x) - \frac{n-1}{n} P_{n-2}(x), \quad (7.2.2)$$

(где $P_0(x) = 1$, $P_1(x) = x$), которое позволяет последовательно вычислять $P_n(x)$. Полиномы Лежандра образуют ортогональную систему функций на интервале $[-1, 1]$ (основное свойство), для них

$$\int_{-1}^1 P_n(x) P_m(x) dx = 0, \quad \text{если } n \neq m; \quad \int_{-1}^1 P_n^2(x) dx = \frac{2}{2n+1}$$

Соответственно, любая непрерывная на интервале $[-1, 1]$ функция, в том числе индикатриса рассеяния $x(\omega)$ может быть разложена в ряд по полиномам Лежандра

$$x(\omega) = \sum_{i=0}^{\infty} x_i P_i(\omega), \quad (7.2.3)$$

где

$$x_i = \frac{2i+1}{2} \int_{-1}^1 x(\omega) P_i(\omega) d\omega. \quad (7.2.4)$$

Заметим, что $x_0 = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 x(\omega) d\omega$, но это есть условие нормировки (2.3.10) с учетом замены угла на косинус. Следовательно, всегда $x_0 = 1$. Важной характеристикой индикатрисы является коэффициент разложения x_1 :

$$x_1 = \frac{3}{2} \int_{-1}^1 x(\omega) \omega d\omega.$$

Поскольку ω есть косинус угла рассеяния, величина $x_1/3$ есть *средний косинус рассеяния для данной индикатрисы*. Он характеризует ее вытянутость вперед: чем больше средний косинус, тем сильнее вытянута индикатриса. Для практических вычислений представляют интерес конечные ряды, то есть обрыв (7.2.4) на некотором числе членов N .

В уравнении переноса индикатриса является функцией углов падающего и рассеянного излучения (7.1.9). Для подобных зависимостей применима теорема сложения сферических функций, согласно которой

$$P_i(\eta\eta' + \sqrt{(1-\eta^2)(1-\eta'^2)} \cos(\varphi - \varphi')) = P_i(\eta) P_i(\eta') + 2 \sum_{m=1}^i \frac{(i-m)!}{(i+m)!} P_i^m(\eta) P_i^m(\eta') \cos m(\varphi - \varphi'), \quad (7.2.5)$$

где $P_i^m(x)$ – присоединенные функции Лежандра, определяемые соотношением

$$P_i^m(x) = (1-x^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m P_i(x)}{dx^m}. \quad (7.2.6)$$

Заметим, что здесь и далее используются верхние индексы, то есть m в левой части выражения (7.2.6) – это индекс, а не показатель степени.

С учетом (7.2.5) выражение для индикатрисы рассеяния примет вид

$$x(\omega) = \sum_{i=0}^N x_i P_i(\eta) P_i(\eta') + \sum_{i=1}^N 2x_i \sum_{m=1}^i \frac{(i-m)!}{(i+m)!} P_i^m(\eta) P_i^m(\eta') \cos m(\varphi - \varphi').$$

Сгруппируем в двойной сумме члены с одинаковым индексом m : с $m = 1$ будут члены при всех i от 1 до N , с $m = 2$ – при всех i от 2 до N и т. д. То есть

$$x(\omega) = \sum_{i=0}^N x_i P_i(\eta) P_i(\eta') + 2 \sum_{m=1}^N \cos m(\varphi - \varphi') \sum_{i=m}^N x_i \frac{(i-m)!}{(i+m)!} P_i^m(\eta) P_i^m(\eta')$$

или, в компактной записи

$$x(\omega) = p^0(\eta, \eta') + 2 \sum_{m=1}^N p^m(\eta, \eta') \cos m(\varphi - \varphi'), \quad (7.2.7)$$

где

$$p^m(\eta, \eta') = \sum_{i=m}^N x_i \frac{(i-m)!}{(i+m)!} P_i^m(\eta) P_i^m(\eta'). \quad (7.2.8)$$

Запишем формально для неизвестных интенсивности и функции источников аналогичные (7.2.7) разложения

$$I(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = I^0(\tau, \eta, \eta_0) + 2 \sum_{m=1}^N I^m(\tau, \eta, \eta_0) \cos m\varphi, \quad (7.2.9)$$

$$B(\tau, \eta, \eta_0, \varphi) = B^0(\tau, \eta, \eta_0) + 2 \sum_{m=1}^N B^m(\tau, \eta, \eta_0) \cos m\varphi, \quad (7.2.10)$$

где $I^m(\tau, \eta, \eta_0)$ и $B^m(\tau, \eta, \eta_0)$ – некие подлежащие определению функции, $m = 0, \dots, N$. Подставляя (7.2.9), (7.2.10) в уравнение переноса (7.1.12) и приравнявая члены с одинаковым m , получим

$$\eta \frac{I^m(\tau, \eta, \eta_0)}{d\tau} = -I^m(\tau, \eta, \eta_0) + B^m(\tau, \eta, \eta_0). \quad (7.2.11)$$

Подставим теперь (7.2.7), (7.2.9), (7.2.10) в соотношение (7.1.11) и вычислим в полученном выражении интегралы по азимуту. Произведение нулевых членов от азимута не зависит и интеграл равен 2π . Остальные члены при перемножении рядов (7.2.7) для индикатрисы и (7.2.9) для интенсивности дадут интегралы вида

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \cos m_1(\varphi - \varphi') \cos m_2 \varphi' d\varphi' &= \cos m_1 \varphi \int_0^{2\pi} \cos m_1 \varphi' \cos m_2 \varphi' d\varphi' + \\ &+ \sin m_1 \varphi \int_0^{2\pi} \sin m_1 \varphi' \cos m_2 \varphi' d\varphi' \end{aligned}$$

Но $\int_0^{2\pi} \cos m_1 \varphi' \cos m_2 \varphi' d\varphi'$ равен нулю если $m_1 \neq m_2$ и равен π если $m_1 = m_2$, а

$\int_0^{2\pi} \sin m_1 \varphi' \cos m_2 \varphi' d\varphi'$ равен нулю для всех m_1 и m_2 . Таким образом, после перемножения

рядов и интегрирования по азимуту в (7.1.11) останутся только члены с равными индексами, причем при нулевом члене будет коэффициент 2π , а при остальных – $4\pi \cos m\varphi$. Приравнявая теперь члены с одинаковыми m в правой и левой частях, получим

$$\begin{aligned} B^m(\tau, \eta, \eta_0) &= \frac{\Lambda(\tau)}{2} \int_{-1}^1 p^m(\tau, \eta, \eta') I^m(\tau, \eta, \eta') d\eta' + \\ &+ \frac{\Lambda(\tau)}{4} S p^m(\tau, \eta, \eta') \exp\left(-\frac{\tau}{\eta_0}\right) \end{aligned} \quad (7.2.12)$$

Наконец для граничных условий (7.1.10) получаем

$$\begin{aligned} I^m(0, \eta, \eta_0) &= 0, \quad \text{если } \eta > 0, \\ I^m(\tau_0, \eta, \eta_0) &= 0, \quad \text{если } \eta < 0 \end{aligned} \quad (7.2.13)$$

Таким образом, мы сократили число переменных в неизвестных функциях, убрав зависимость от азимута и перейдя от уравнения переноса (7.1.8)–(7.1.10) к $N+1$ уравнениям (7.2.11)–(7.2.13), чем, конечно, упростили задачу его решения. При этом

полученные уравнения математически эквивалентны исходным, в частности из них следуют выражения для интенсивности через функции источников, аналогичные (7.1.13):

$$\begin{aligned} I^m(\tau, \eta, \eta_0) &= \frac{1}{\eta} \int_0^\tau B(\tau', \eta, \eta_0) \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\eta}\right) d\tau', & \text{если } \eta > 0, \\ I^m(\tau, \eta, \eta_0) &= -\frac{1}{\eta} \int_\tau^{\tau_0} B(\tau', \eta, \eta_0) \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\eta}\right) d\tau', & \text{если } \eta < 0 \end{aligned} \quad (7.2.14)$$

подстановка которых в (8.2.15) дает интегральное уравнение для функции источников

$$\begin{aligned} B^m(\tau, \eta, \eta_0) &= \frac{\Lambda(\tau)}{2} \left(\int_0^1 p^m(\tau, \eta, \eta') \frac{d\eta'}{\eta'} \int_0^\tau B^m(\tau', \eta', \eta_0) \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\eta'}\right) d\tau' - \right. \\ &\quad \left. - \int_{-1}^0 p^m(\tau, \eta, \eta') \frac{d\eta'}{\eta'} \int_\tau^{\tau_0} B^m(\tau', \eta', \eta_0) \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\eta'}\right) d\tau' \right) + \\ &\quad + \frac{\Lambda(\tau)}{4} S p^m(\tau, \eta, \eta_0) \exp\left(-\frac{\tau}{\eta_0}\right) \end{aligned} \quad (7.2.15)$$

Разложения (7.2.9) и (7.2.10) часто называют *разложением по азимутальным гармоникам*, а сами функции $I^m(\tau, \eta, \eta_0)$ и $B^m(\tau, \eta, \eta_0)$ – *азимутальными гармониками*. Обычно в теории переноса предпочитают оперировать именно с азимутальными гармониками и уравнениями для них.

Во многих задачах не требуется расчет интенсивности рассеянного света в толще атмосферы, то есть в зависимости от τ , а достаточно знать лишь интенсивность выходящего из атмосферы излучения. Например, подобные задачи возникают при интерпретации измерений интенсивности рассеянного излучения со спутников и яркости неба с поверхности земли. В этом случае искомые интенсивности удобно представить в виде [26, 33]

$$\begin{aligned} I(0, -\eta, \eta_0, \varphi) &= S \eta_0 \rho(\eta, \eta_0, \varphi) \\ I(\tau_0, \eta, \eta_0, \varphi) &= S \eta_0 \sigma(\eta, \eta_0, \varphi) \end{aligned} \quad (7.2.16)$$

Величины $\rho(\eta, \eta_0, \varphi)$ и $\sigma(\eta, \eta_0, \varphi)$ называются соответственно *коэффициентами отражения и пропускания атмосферы* (заметим, что коэффициент отражения имеет для всей атмосферы тот же смысл, что и коэффициент яркости для поверхности, определенный в разделе 5).

Разлагая $\rho(\eta, \eta_0, \varphi)$ и $\sigma(\eta, \eta_0, \varphi)$ по азимутальным гармоникам,

$$\begin{aligned} \rho(\eta, \eta_0, \varphi) &= \rho^0(\eta, \eta_0) + 2 \sum_{m=1}^N \rho^m(\eta, \eta_0) \cos m\varphi \\ \sigma(\eta, \eta_0, \varphi) &= \sigma^0(\eta, \eta_0) + 2 \sum_{m=1}^N \sigma^m(\eta, \eta_0) \cos m\varphi \end{aligned} \quad (7.2.17)$$

очевидно получим

$$\begin{aligned} I^m(0, -\eta, \eta_0) &= S \eta_0 \rho^m(\eta, \eta_0) \\ I^m(\tau_0, \eta, \eta_0) &= S \eta_0 \sigma^m(\eta, \eta_0) \end{aligned} \quad (7.2.18)$$

Выше мы написали уравнения для переноса исключительно рассеянного излучения. Учтем теперь наличие отражения света от подстилающей поверхности. Рассмотрим для простоты ортотропную поверхность с альбедо, равным A . В этом случае при решении

уравнения переноса наличие отражающей поверхности скажется лишь на нулевых азимутальных гармониках. Для доказательства этого утверждения достаточно применить принцип «от противного»: действительно, если бы ортотропная поверхность влияла на ненулевые гармоники интенсивности, то согласно (7.2.9) она влияла бы и на зависимость ее от азимута (через $\cos m\varphi$), что противоречит тому, что поверхность ортотропная – отражающая одинаково во всех азимутах.

Учитывая это утверждение, будем опускать далее у коэффициентов отражения и пропускания индексы «ноль». При «добавлении» отражения от подстилающей поверхности, очевидно, изменятся коэффициенты отражения и пропускания атмосферы. Введем следующие обозначения. Коэффициенты отражения и пропускания без учета поверхности, как и раньше, обозначим $\rho(\eta, \eta_0)$ и $\sigma(\eta, \eta_0)$. Аналогичные коэффициенты, но уже с учетом отражения от поверхности, обозначим как $\bar{\rho}(\eta, \eta_0)$ и $\bar{\sigma}(\eta, \eta_0)$. Нам также потребуются коэффициенты отражения и пропускания при освещении атмосферы снизу в отсутствии поверхности, то есть со стороны τ_0 , обозначим их как $\tilde{\rho}(\eta, \eta_0)$ и $\tilde{\sigma}(\eta, \eta_0)$. Соответствующие обозначения введем и для интенсивностей. Отметим, что в общем случае для коэффициентов отражения и пропускания атмосферы справедливы соотношения симметрии:

$$\begin{aligned}\rho(\eta, \eta_0, \varphi) &= \rho(\eta_0, \eta, \varphi), \\ \tilde{\rho}(\eta, \eta_0, \varphi) &= \tilde{\rho}(\eta_0, \eta, \varphi), \\ \sigma(\eta, \eta_0, \varphi) &= \sigma(\eta_0, \eta, \varphi).\end{aligned}\tag{7.2.19}$$

Найдем нисходящий из атмосферы на поверхность поток.

$$F^\downarrow(\eta_0, \tau_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 I(\tau_0, \eta, \eta_0) \eta d\eta + \pi S \eta_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\eta_0}\right).\tag{7.2.20}$$

Первый член в (7.2.20) – полусферический поток рассеянного излучения согласно (2.2.7); второй – учет прямого солнечного излучения, согласно закону Бугера. Прямое излучение необходимо добавить, поскольку мы договорились рассматривать уравнение переноса, следовательно, определять интенсивности и коэффициенты отражения и пропускания (по (7.2.16)) только для рассеянного излучения. Так как по определению альбеда (5.3.11) восходящий поток $F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)$ есть $F^\uparrow(\eta_0, \tau_0) = A F^\downarrow(\eta_0, \tau_0)$, то, выражая интенсивность через коэффициент пропускания согласно (7.2.18) получим

$$F^\uparrow(\eta_0, \tau_0) = A \left(2\pi S \eta_0 \int_0^1 \bar{\sigma}(\eta, \eta_0) \eta d\eta + \pi S \eta_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\eta_0}\right) \right).\tag{7.2.21}$$

Наличие поверхности эквивалентно освещению атмосферы снизу. Расчет создаваемой таким освещением интенсивности на границах атмосферы осложняется тем, что в отличие от освещения сверху, свет снизу приходит с разных направлений. Чтобы свести этот случай к уже изученному, рассмотрим для начала освещение снизу только под одним углом с косинусом η' , причем здесь $\eta' > 0$, поскольку мы работаем в "перевернутой" геометрии (картина должна быть эквивалентной освещению сверху). Мы можем ввести, пока формально, поток, падающий на площадку перпендикулярную лучам и равный, как и для потока сверху, $\pi \tilde{S}(\eta')$. Теперь, согласно (7.2.16), интенсивность рассеянного излучения на верхней границе есть $\tilde{S}(\eta') \eta' \tilde{\sigma}(\eta, \eta')$. Но атмосфера освещена снизу не только с одного направления η' , поэтому для получения интенсивностей на верхней и нижней границах это выражение надо проинтегрировать по всем направлениям.

Кроме того, для верхней границы надо учесть прямое излучение, идущее от поверхности, точно так же, как мы его учли при освещении сверху. Следовательно, мы можем записать

$$\begin{aligned}\tilde{I}(0, \eta) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 \tilde{S}(\eta') \eta' \tilde{\sigma}(\eta, \eta') d\eta' + \pi \tilde{S}(\eta) \exp\left(-\frac{\tau}{\eta}\right), \\ \tilde{I}(\tau_0, \eta) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 \tilde{S}(\eta') \eta' \tilde{\rho}(\eta, \eta') d\eta'\end{aligned}$$

Теперь легко написать интенсивности на границах атмосферы при наличии поверхности. Действительно, интенсивность на верхней границе есть сумма интенсивности за счет только рассеяния в атмосфере $I(0, \eta, \eta_0)$ и интенсивности за счет освещения атмосферы отраженным от поверхности светом $\tilde{I}(0, \eta)$. Аналогично, интенсивность на нижней границе есть сумма интенсивности света, рассеянного в атмосфере $I(\tau_0, \eta, \eta_0)$, и интенсивности за счет освещения отраженным светом $\tilde{I}(\tau_0, \eta)$. Итак

$$\begin{aligned}\bar{I}(0, \eta, \eta_0) &= S \eta_0 \rho(\eta, \eta_0) + 2\pi \int_0^1 \tilde{S}(\eta') \eta' \tilde{\sigma}(\eta, \eta') d\eta' + \pi \tilde{S}(\eta) \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta}\right) \\ \bar{I}(\tau_0, \eta, \eta_0) &= S \eta_0 \sigma(\eta, \eta_0) + 2\pi \int_0^1 \tilde{S}(\eta') \eta' \tilde{\rho}(\eta, \eta') d\eta'\end{aligned} \quad (7.2.22)$$

Найдем теперь $\tilde{S}(\eta')$. Из того факта, что поток на площадку, перпендикулярную лучам, численно равен интенсивности, заключаем, что $\pi \tilde{S}(\eta') = I_r(\eta')$, где $I_r(\eta')$ – интенсивность отраженного от поверхности света в направлении η' . Но для ортотропной поверхности отраженная интенсивность не зависит от направления, то есть $I_r(\eta')$ – константа, просто связанная с восходящим потоком: $\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 I_r \eta' d\eta = F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)$, откуда $I_r = F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)/\pi$ и $\tilde{S}(\eta') = I_r/\pi = F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)/\pi^2$. Подставляя это выражение в (7.2.22), получим

$$\begin{aligned}\bar{I}(0, \eta, \eta_0) &= S \eta_0 \rho(\eta, \eta_0) + \frac{F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)}{\pi} \left(2 \int_0^1 \tilde{\sigma}(\eta, \eta') \eta' d\eta' + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta}\right) \right) \\ \bar{I}(\tau_0, \eta, \eta_0) &= S \eta_0 \sigma(\eta, \eta_0) + \frac{F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)}{\pi} 2 \int_0^1 \tilde{\rho}(\eta, \eta') \eta' d\eta'\end{aligned}$$

Разделив обе части равенств на $S \eta_0$, согласно (7.2.16) получим

$$\begin{aligned}\bar{\rho}(\eta, \eta_0) &= \rho(\eta, \eta_0) + \beta(\eta_0, \tau_0) \left(2 \int_0^1 \tilde{\sigma}(\eta, \eta') \eta' d\eta' + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta}\right) \right) \\ \bar{\sigma}(\eta, \eta_0) &= \sigma(\eta, \eta_0) + 2\beta(\eta_0, \tau_0) \int_0^1 \tilde{\rho}(\eta, \eta') \eta' d\eta'\end{aligned} \quad (7.2.23)$$

где $\beta(\eta_0, \tau_0) = F^\uparrow(\eta_0, \tau_0)/(\pi S \eta_0)$, и согласно (7.2.21)

$$\beta(\eta_0, \tau_0) = A \left(2 \int_0^1 \bar{\sigma}(\eta, \eta_0) \eta d\eta + \exp\left(-\frac{\tau}{\eta_0}\right) \right). \quad (7.2.24)$$

Теперь мы можем выразить коэффициенты отражения и пропускания атмосферы с поверхностью через аналогичные коэффициенты для случая без учета поверхности. Подставляя (7.2.23) в (7.2.24), получим

$$\beta(\eta_0, \tau_0) = A \left(2 \int_0^1 \sigma(\eta', \eta_0) \eta' d\eta' + 4 \beta(\eta_0, \tau_0) \int_0^1 \eta' d\eta' \int_0^1 \tilde{\rho}(\eta', \eta'') \eta'' d\eta'' + \exp\left(-\frac{\tau}{\eta_0}\right) \right)$$

Откуда

$$\beta(\eta_0, \tau_0) = \frac{A \left(2 \int_0^1 \sigma(\eta, \eta_0) \eta d\eta + \exp\left(-\frac{\tau}{\eta_0}\right) \right)}{1 - 4A \int_0^1 \eta d\eta \int_0^1 \tilde{\rho}(\eta, \eta') \eta' d\eta'}$$

Введем для краткости обозначения

$$\begin{aligned} \tilde{C} &= 4 \int_0^1 \eta d\eta \int_0^1 \tilde{\rho}(\eta, \eta') \eta' d\eta' \\ \tilde{E}(\eta, \tau_0) &= 2 \int_0^1 \tilde{\rho}(\eta, \eta') \eta' d\eta' \\ V(\eta_0, \tau_0) &= 2 \int_0^1 \sigma(\eta, \eta_0) \eta d\eta + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_0}\right), \\ \tilde{V}(\eta, \tau_0) &= 2 \int_0^1 \tilde{\sigma}(\eta, \eta') \eta' d\eta + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_0}\right) = \\ &+ 2 \int_0^1 \sigma(\eta', \eta) \eta' d\eta' + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_0}\right) = V(\eta, \tau_0) \end{aligned} \quad (7.2.25)$$

где при получении равенства $\tilde{V}(\eta, \tau_0) = V(\eta, \tau_0)$ мы учли соотношение симметрии (7.2.19). Теперь формулы (7.2.23) и (7.2.24) дают

$$\begin{aligned} \bar{\rho}(\eta, \eta_0, \tau_0) &= \rho(\eta, \eta_0, \tau_0) + \frac{AV(\eta, \tau_0)V(\eta_0, \tau_0)}{1 - A\tilde{C}} \\ \bar{\sigma}(\eta, \eta_0, \tau_0) &= \sigma(\eta, \eta_0, \tau_0) + \frac{A\tilde{E}(\eta, \tau_0)V(\eta_0, \tau_0)}{1 - A\tilde{C}} \end{aligned} \quad (7.2.26)$$

Заметим, что для коэффициента отражения атмосферы свойство симметрии сохраняется и при учете отражения от поверхности

$$\bar{\rho}(\eta, \eta_0, \tau_0) = \bar{\rho}(\eta_0, \eta, \tau_0)$$

Таким образом, решив уравнение переноса и найдя коэффициенты отражения и пропускания без учета наличия поверхности, далее по (7.2.25), (7.2.26) можно легко найти их уже с учетом ортотропной поверхности. Правда, для этого придется решать еще уравнение для «перевернутой» атмосферы, чтобы найти $\tilde{\rho}(\eta, \eta')$, но только для нулевой гармоники, когда уравнение переноса наиболее простое. В общем случае расчета интенсивности внутри атмосферы, а также расчета ее при отражении от неортотропной поверхности, используя аналогичный прием суммирования интенсивностей при

освещении сверху и снизу, удастся также выразить параметры системы «атмосфера плюс поверхность» через параметры атмосферы «без поверхности». Таким образом, в современной теории переноса проблема отражения от поверхности решена аналитически, и можно рассматривать перенос исключительно рассеянного излучения без учета прямого и отраженного.

Рассмотрим далее некоторые основные численные методы расчета поля рассеянного солнечного излучения. Следует заметить, что сложность и специфические особенности уравнения переноса делают неэффективным использование для его численного решения стандартных вычислительных методов (замены производных конечными разностями, а интегралов – конечными суммами). Поэтому для него разработаны специальные алгоритмы, причем идеи, положенные в их основу, крайне разнообразны. Не вдаваясь в подробности, изложим общую суть основных современных численных методов.

В *методе сферических гармоник* неизвестные функции $B^m(\tau, \eta, \eta_0)$ представляются в виде разложения в еще один ряд по присоединенным функциям Лежандра, что позволяет разделить переменные η и τ . Далее по переменной η осуществляется аналитическое интегрирование (точнее, соответствующие интегралы выражаются через известные специальные функции), и задача сводится к системе интегральных уравнений уже для функции только одной переменной τ . Полученная система решается численно.

Метод дискретных ординат наиболее близок к «стандартным» схемам численного решения дифференциальных уравнений. Он основан на замене в интегро-дифференциальном уравнении (7.2.12) интеграла по углам квадратурной формулой Гаусса, то есть на переходе к дискретной сетке по углам рассеяния (отсюда и название метода). В результате уравнение (7.2.12) переходит в систему обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Методы решения таких систем хорошо известны.

Метод сложения слоев используется для нахождения интенсивности излучения на границах атмосферы. Он основан на возможности вычислять интенсивности на границах слоя атмосферы, получающегося при объединении двух атмосферных слоев, если эти интенсивности известны для каждого слоя в отдельности. Это, пожалуй, самый простой и, в то же время, достаточно эффективный метод расчета интенсивностей. Если прибавлять к слою с многократным рассеянием очень тонкий слой, параметры которого можно считать постоянными по оптической глубине (однородный слой), и в котором рассеяние можно считать лишь однократным, выражения для интенсивностей на границах объединенного слоя получаются в явном виде. Разделив на такие тонкие слои всю атмосферу, их можно последовательно складывать. В качестве окончательного результата этого сложения получаются искомые интенсивности на границах атмосферы.

Метод Монте-Карло – один из наиболее мощных вычислительных методов теории переноса, позволяющий численно решать задачи, которые «не решаются» другими методами, в частности учитывать поляризацию излучения и сферичность атмосферы [25]. Он основан на возможности придания процессу переноса излучения вероятностного смысла. В методе Монте-Карло моделируется (на компьютере) движение через атмосферу условных частиц света – фотонов. Соответственно, актами моделирования являются свободный (без взаимодействия) пробег фотона через атмосферу; взаимодействие (рассеяние или поглощение) фотона с атмосферой и в случае рассеяния – определение нового направления фотона; взаимодействие (отражение или поглощение) фотона с поверхностью и в случае отражения – определение нового направления фотона. Каждому из указанных событий приписывается вероятностный смысл. В некоторых случаях он достаточно очевиден. Отметим, для примера, что альbedo однократного рассеяния Λ есть вероятность рассеяния (вспомните другое название этой величины – вероятность выживания фотона); аналогично – альbedo поверхности есть вероятность отражения; в разделе 2 указано на смысл индикатрисы как плотности вероятности рассеяния. Это позволяет моделировать движение фотона в атмосфере соответствующими

компьютерными методами (получается своего рода компьютерная игра). Траектория фотона заканчивается его поглощением или вылетом через верхнюю границу атмосферы. После моделирования достаточной статистики (обычно десятки и сотни тысяч) траекторий, можно по определенным формулам находить требуемые характеристики излучения (в частности, потоки и интенсивности).

Поскольку, как ясно из вышеизложенного, задача расчета рассеянного излучения, является достаточно сложной, для ее численного решения разработаны и продолжают развиваться специальные компьютерные коды – *радиационные коды* [34].

Раздел 8. Радиационная энергетика системы атмосфера–подстилающая поверхность

8.1. Солнечная инсоляция на верхней границе атмосферы

Радиационным балансом (РБ) или балансом лучистой энергии системы называется разность между поглощенной ею радиацией и собственным ее излучением. В метеорологии и физике атмосферы рассматривается радиационный баланс различных систем: поверхности, атмосферы, системы атмосфера – подстилающая поверхность. Начнем с анализа важной компоненты радиационного баланса (РБ) – приходящей от Солнца радиации на верхней границе атмосферы.

Инсоляция Q – это поток солнечного излучения, падающий на единичную горизонтальную площадку, в течение заданного отрезка времени ($t_2 - t_1$):

$$Q = \int_{t_1}^{t_2} F^\downarrow(t) dt. \quad (8.1.1)$$

Эти потоки можно рассматривать вблизи подстилающей поверхности, на различных уровнях в атмосфере и т. д. Подчеркнем, что эти потоки относятся ко всему спектру солнечного излучения (формула (2.2.11)). Естественно начать рассмотрение с инсоляции на верхней границе атмосферы, т.к. эта величина определяет величины энергии, приходящей от Солнца на различных широтах и в различное время года. Поток солнечного излучения на верхней границе атмосферы определяется формулой

$$F^\downarrow(t) = F_0^\downarrow \cos \theta(t), \quad (8.1.2)$$

где F_0^\downarrow – поток на перпендикулярную направлению распространения солнечного излучения единичную площадку на верхней границе атмосферы, θ – зенитный угол Солнца в рассматриваемой точке и в рассматриваемое время. Если учесть, что расстояние между Землей и Солнцем меняется при движении Земли по орбите, то можно записать

$$F_0^\downarrow = \frac{r_0^2}{r^2} \cdot S_0, \quad (8.1.3)$$

где r_0 и r – среднее и мгновенное расстояния Земли от Солнца, S_0 – поток солнечного излучения, соответствующий среднему расстоянию (солнечная постоянная для Земли).

Относительные изменения солнечного потока на верхней границе атмосферы $d = \frac{F_0^\downarrow - S_0}{S_0}$

приведены в табл. 8.1 для различных месяцев года.

Таблица 8.1. Относительные изменения (d , в %) потока F_0^\downarrow на верхней границе атмосферы в зависимости от номера месяца N .

N	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
d	3.4	2.8	1.8	0.2	-1.5	-2.8	-3.5	-3.1	-1.7	-0.3	1.6	1.8

Отметим, что зимой в северном полушарии Земля получает от Солнца почти на 7% больше энергии, чем летом.

Полная солнечная энергия, приходящая за день на единичную площадку, может быть получена интегрированием в выражении (8.1.3) по «светлому» времени суток, т.е. от восхода до захода Солнца

$$Q = S_0 \frac{r_0^2}{r^2} \int_{\text{восход}}^{\text{заход}} \cos \theta(t) dt. \quad (8.1.4)$$

В выражении (8.1.4) мы пренебрегли изменением отношения d в течение дня. Зенитный угол Солнца можно выразить через другие углы – склонение Солнца δ , часовой угол h и географическую широту φ :

$$\cos \theta = \sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos h. \quad (8.1.5)$$

Подставим выражение (8.1.5) в формулу (8.1.4). Для вычисления интеграла необходимо связать часовой угол и время, фигурирующее в пределах интегрирования. Поскольку Земля делает один оборот (2π радиан) за 24 часа, то получаем переводный множитель (угловую скорость Земли) $\omega = 2\pi/24 = \pi/12$ рад/час. С учетом этого искомый интеграл запишется как

$$Q = S_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \int_{-H}^H (\sin \varphi \cdot \sin \delta + \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \cos(t\omega)) \cdot dt \quad (8.1.6)$$

где H – половина светлого времени суток, т.е. время от восхода и захода Солнца до полудня. Произведя интегрирование формулы (8.1.6), получим

$$Q = 2S_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \left(\sin \varphi \cdot \sin \delta \cdot H + \frac{1}{\omega} \cos \varphi \cdot \cos \delta \cdot \sin(H\omega) \right). \quad (8.1.7)$$

Результаты расчетов по формуле (8.1.7) суточных сумм солнечной энергии, приходящих на единичную площадку на верхней границе атмосферы, в зависимости от широты и дня года приведены на рис. 8.1 [19].

Поскольку Солнце ближе всего подходит к Земле в январе (зима северного полушария), распределение суточных сумм солнечной энергии происходит не совсем равномерно. Южное полушарие получает больше радиации, чем северное. Максимальная инсоляция имеет место летом на полюсах, что связано с длительностью светлого времени суток (24 часа). Минимальное количество, естественно равное нулю во время полярных ночей, – на обоих полюсах.

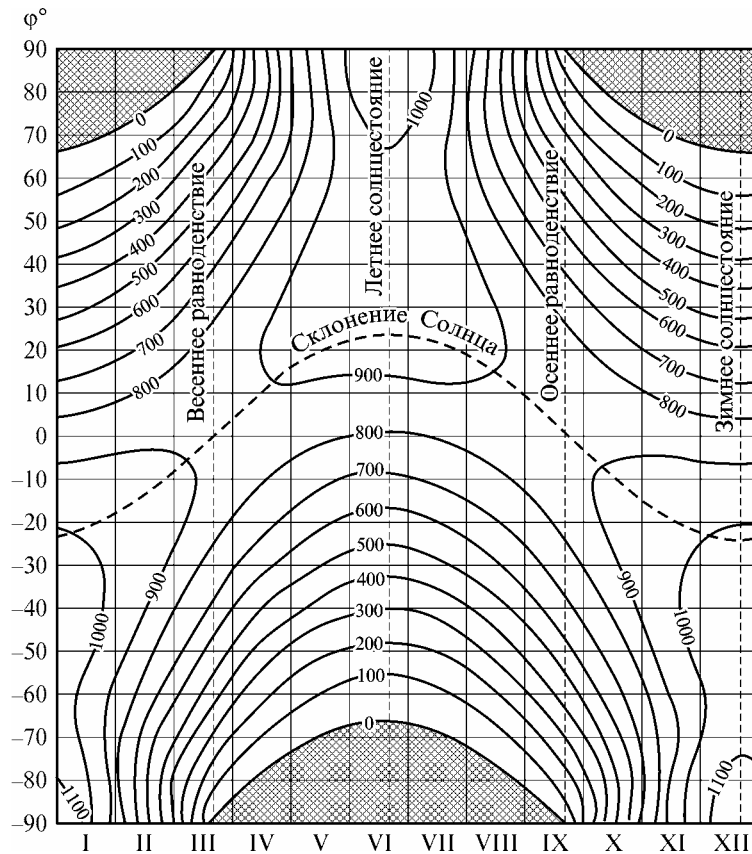


Рис. 8.1. Суточные суммы солнечной энергии, приходящей на единичную площадку на верхней границе атмосферы, в зависимости от широты и времени года [19].

8.2. Радиационный баланс подстилающей поверхности

Радиационный баланс поверхности R_s , по определению, есть разность между поглощенной ею радиацией F_a , и собственным ее излучением F_e ,

$$R_s = F_a - F_e, \quad (8.2.1)$$

Рассмотрим поглощенную часть энергии излучения F_a . Солнечное излучение, падающее на поверхность, Q (суммарная солнечная радиация) состоит из двух составляющих – прямой солнечной радиации Q_d и рассеянной солнечной радиации Q_s : $Q = Q_d + Q_s$. Часть падающего солнечного излучения отражается от поверхности в соответствии со значением ее интегрального (по солнечной области спектра) альbedo A_s . Поглощенная поверхностью часть солнечного излучения равна $Q(1 - A_s) = (Q_d + Q_s)(1 - A_s)$.

На поверхность падает также нисходящий поток теплового длинноволнового излучения атмосферы F_a^\downarrow (его часто называют – *противоизлучением атмосферы*). Если поверхность абсолютно черная, то она полностью поглощает противоизлучение атмосферы и поглощенное поверхностью излучение (солнечное и тепловое) равно

$$F_a = Q(1 - A) + F_a^\downarrow, \quad (8.2.2)$$

Если поверхность не абсолютно черная, а имеет излучательную способность ε (интегральную по тепловой области спектра и для потока излучения), то она будет отражать часть противоизлучения атмосферы $(1 - \varepsilon)F_a^\downarrow$, и тогда поглощенное поверхностью противоизлучение атмосферы F_{aa}^\downarrow будет равно $F_{aa}^\downarrow = \varepsilon F_a^\downarrow$. Подчеркнем, что здесь мы рассматриваем интегральные по спектру величины, т.е. и альbedo

поверхности и излучательная способность относятся ко всему спектру солнечного и теплового излучения соответственно. Таким образом, для «нечерной» поверхности поглощенное поверхностью излучение (солнечное и тепловое) равно

$$F_a = Q(1 - A_s) + \varepsilon F_a^\downarrow. \quad (8.2.3)$$

Поток нисходящего теплового излучения атмосферы F_a^\downarrow может быть приближенно представлен (на основе закона Стефана–Больцмана) через среднюю температуру атмосферы \bar{T}_a и с использованием интегральной (по спектру) функции пропускания всей толщи атмосферы P_a следующим образом:

$$F_a^\downarrow = \sigma \bar{T}_a^4 (1 - P_a), \quad (8.2.4)$$

Отметим, что $(1 - P_a)$ здесь характеризует излучательную способность атмосферы.

Поток собственного излучения поверхности F_e^\uparrow определяется ее температурой и излучательной способностью и может быть представлен согласно закону Стефана–Больцмана как $\varepsilon \sigma T_s^4$, где T_s – температура подстилающей поверхности.

Таким образом, радиационный баланс для нечерной поверхности можно представить как

$$R_s = Q(1 - A) - \varepsilon \sigma T_s^4 + \varepsilon \sigma \bar{T}_a^4 (1 - P_a). \quad (8.2.5)$$

Радиационный баланс подстилающей поверхности (характеризующий приток (или отток) энергии к поверхности) существенно определяет ее температуру, распределение температуры в почве, приземную температуру атмосферы, процессы испарения и снеготаяния, образование туманов и заморозков, процессы трансформации свойств воздушных масс. Радиационный баланс подстилающей поверхности очень изменчив и зависит от широты, времени года и суток, погодных условий, свойств самой подстилающей поверхности.

Как пример, суточный ход радиационного баланса, его коротковолновой и длинноволновой составляющих по данным наблюдений в степи приведен на рис. 8.2 [22].

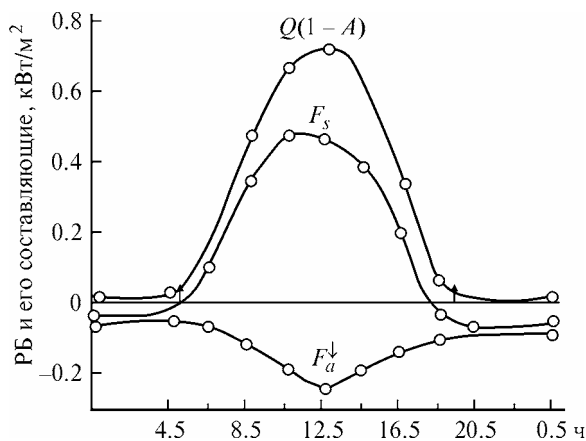


Рис. 8.2. Суточный ход радиационного баланса подстилающей поверхности, его коротковолновой и длинноволновой составляющих по данным наблюдений в степи [22].

В дневное время радиационный баланс положителен, в ночное время – отрицателен, т. е. днем происходит нагревание поверхности за счет солнечного излучения, а ночью – остывание за счет теплового длинноволнового излучения – радиационное выхолаживание поверхности. Переход радиационного баланса через нуль происходит, по данным наблюдений, при высоте Солнца 10–15°. Длинноволновая составляющая радиационного баланса всегда отрицательна, т.е. излучение подстилающей поверхности всегда больше поглощенного этой поверхностью излучения атмосферы (противоизлучения атмосферы). Это обусловлено, в частности, наличием в

средней ИК области спектра «окна прозрачности» атмосферы 8–12 мкм с малыми значениями коэффициентов поглощения и, как следствие, малым противоизлучением атмосферы. Противоизлучение атмосферы зависит от содержания поглощающих компонент атмосферы (прежде всего от содержания водяного пара), средней температуры атмосферы и функции пропускания всей атмосферы и, как следствие, и, сильнее всего, от

облачного состояния атмосферы. Максимальное противоизлучение атмосферы (и, следовательно, минимальное значение длинноволновой составляющей радиационного баланса) наблюдается при наличии облаков нижнего яруса.

8.3. Радиационный баланс атмосферы

Приходная часть радиационного баланса атмосферы R_a формируется за счет поглощения атмосферой длинноволнового излучения подстилающей поверхности $F_{s,a}^\uparrow$ и поглощенной суммарной (прямой, рассеянной и отраженной от поверхности) солнечной радиации Q_a .

Расходная часть радиационного баланса определяется длинноволновым собственным излучением атмосферы в направлении поверхности (противоизлучение атмосферы) F_a^\downarrow и в космическое пространство F_∞^\uparrow (уходящее излучение). Таким образом, формула для радиационного баланса атмосферы может быть записана в виде

$$R_a = Q_a + F_{s,a}^\uparrow - F_a^\downarrow - F_\infty^\uparrow. \quad (8.3.1)$$

Если использовать интегральную функцию пропускания (для потоков) всей толщи атмосферы в длинноволновой области спектра P_a , то приближенно можно записать:

$$F_{s,a}^\uparrow = (1 - P_a) F_s^\uparrow = (1 - P_a) \varepsilon \sigma T_s^4, \quad (8.3.2)$$

где F_s^\uparrow – поток излучения подстилающей поверхности (см. предыдущий раздел).

Противоизлучение атмосферы мы определили ранее и оно равно $F_a^\downarrow = \sigma \bar{T}_a^4 (1 - P_a)$. Уходящее излучение можно представить двумя компонентами – излучение поверхности, прошедшее атмосферу и собственное тепловое излучение атмосферы, уходящее в космос:

$$F_\infty^\uparrow = F_s^\uparrow P_a + F_{a,\infty}^\uparrow$$

где $F_{a,\infty}^\uparrow$ – компонента уходящего теплового излучения, генерируемого атмосферой.

Сумма F_∞^\uparrow – уходящее излучение всей системы атмосфера–подстилающая поверхность.

Приближенно атмосферный вклад в уходящее излучение можно записать как

$$F_{a,\infty}^\uparrow = \sigma \bar{T}_{aa}^4 (1 - P_a),$$

а уходящее излучение всей системы как

$$F_\infty^\uparrow = \varepsilon \sigma T_s^4 P_a + \sigma \bar{T}_{aa}^4 (1 - P_a).$$

С учетом этого для радиационного баланса атмосферы можно записать:

$$R_a = Q_a + (1 - P_a) \varepsilon \sigma T_s^4 - \sigma \bar{T}_a^4 (1 - P_a) - \sigma \bar{T}_{aa}^4 (1 - P_a) \quad (8.3.3)$$

Отметим, что средние температуры атмосферы для противоизлучения (\bar{T}_a) и уходящего излучения (\bar{T}_{aa}) разные.

Расчеты показывают, что радиационный баланс атмосферы на всех широтах в среднем за год отрицателен, т. е. атмосфера в среднем «выхолаживается» за счет радиационного переноса излучения. Это связано с тем, что поглощение солнечного излучения атмосферой относительно невелико, а поглощение атмосферой теплового излучения поверхности не компенсирует атмосферного нисходящего излучения и излучения, уходящего в космос. Это радиационное выхолаживание атмосферы

компенсируется турбулентным притоком тепла от земной поверхности, а главное – притоком тепла за счет конденсации водяного пара при образовании облаков в атмосфере. Изменение радиационного баланса атмосферы с широтой для северного полушария иллюстрируют данные табл. 8.3. Как следует из табл. 8.3, максимальное выхолаживание наблюдается в тропиках, а минимальное – в средних широтах.

Таблица 8.3. Радиационный баланс атмосферы (средний за год) для различных широтных поясов (Вт/м²).

Широта	0–10	10–20	20–30	30–40	40–50	50–60	60–70
R_a	– 101	– 110	– 109	– 92	– 80	– 80	– 93

Облака являются мощным «регулятором» радиационного баланса поверхности и самой атмосферы. В земной атмосфере они наблюдаются, в среднем, на 50 % поверхности земного шара. Наличие облаков существенно увеличивает отражение солнечного излучения в космос. Альbedo облаков, как правило, больше альbedo океанов и поверхности суши. Исключением являются поверхности покрытые снегом и льдом.

С другой стороны, облака уменьшают количество теплового излучения, уходящего в космос за счет поглощения теплового излучения земной поверхности и подоблачных слоев атмосферы. Это уменьшение связано с тем, что в этом случае уходящее излучение формируется при более низких температурах, наблюдающихся на верхних границах облаков. Этот эффект носит название *парникового эффекта (greenhouse effect)*, и он приводит к увеличению радиационного баланса поверхности и атмосферы и к нагреванию системы атмосфера–поверхность. Результирующее влияние облаков на радиационный баланс в существенной степени зависит от горизонтальных и вертикальных характеристик облаков, их фазового состояния, содержание жидкой или твердой фазы воды, функции распределения облачных частиц по размерам и температуры облаков.

8.4. Радиационный баланс планеты

Значительный интерес представляет изучение радиационного баланса (РБ) всей системы атмосфера–подстилающая поверхность, характеризующего баланс энергии излучения в вертикальном столбе, включающем поверхность и всю атмосферу. Другими словами радиационный баланс Земли как планеты.

«Приходная часть» этого баланса состоит из поглощенной земной поверхностью и атмосферой прямой и рассеянной солнечной радиации, «расходную часть» составляет уходящее длинноволновое излучение:

$$R = Q(1 - A) + Q_a - F_{\infty}^{\uparrow}. \quad (8.4.1)$$

Формулу для R можно также записать в виде:

$$R = Q_{\infty}(1 - A_n) - F_{\infty}^{\uparrow}, \quad (8.4.2)$$

где Q_{∞} – средний за год поток прямой солнечной радиации на верхней границе атмосферы, A_n – альbedo Земли как планеты. Значение среднего потока солнечного излучения Q_{∞} легко рассчитать. Действительно, на Землю за единицу времени поступает количество солнечной энергии, равное произведению солнечной постоянной S_0 на площадь поперечного сечения Земли πR^2 (R – средний радиус Земли). Эта энергия распределяется по всей поверхности земного шара, которая равна $4\pi R^2$. Таким образом, среднее значение потока солнечного излучения на единицу горизонтальной поверхности Земли на верхней границе атмосферы равно – $1/4 S_0$. Первый член в правой части соотношения (8.4.2) представляет солнечное излучение, поглощенное всей системой

атмосфера–подстилающая поверхность. Подчеркнем, что здесь A_n – альbedo не поверхности, а всей системы атмосфера–подстилающая поверхность – альbedo планеты.

Исследования радиационного баланса планеты и его компонент осуществляются расчетными методами и с помощью специальной аппаратуры на спутниках. Эти спутниковые приборы позволяют измерять солнечную постоянную S_0 , компоненту солнечного излучения, отраженного и рассеянного системой атмосфера–подстилающая поверхность (характеризуемую альbedo планеты A), и уходящее длинноволновое излучение.

Компоненты радиационного баланса зависят от времени суток. Поглощенное солнечное излучение и альbedo меняются в течение дня в результате зависимости процессов рассеяния и поглощения от зенитного угла Солнца, а также от состояния атмосферы – прежде всего, от изменений со временем типа и количества облаков. Уходящее длинноволновое излучение изменяется в течение суток из-за суточных вариаций в количестве и типах облаков, влажности и содержания поглощающих газов и аэрозоля, температурного профиля атмосферы. Изучение пространственно-временных вариаций компонент радиационного баланса успешно проводится с помощью специальной аппаратуры на спутниках. Особенно эффективны такие измерения для изучения региональных суточных вариаций компонент радиационного баланса и влияния на них облачных условий.

Рассмотрим глобальный радиационный баланс системы атмосфера–подстилающая поверхность, полученный расчетным путем. Основные входные параметры при расчетах глобального радиационного баланса системы атмосфера–подстилающая поверхность – это вертикальные профили распределения различных характеристик атмосферы (температура, газовый и аэрозольный состав), геометрические и физические свойства облачности, глобальный балл облачности каждого типа (нижнего, среднего и верхнего ярусов), альbedo поверхности Земли, продолжительность солнечного сияния, зенитный угол Солнца. Результаты анализа для глобального среднего состояния атмосферы представлены на рис. 8.4. Рис. 8.4 состоит из трех частей: во-первых, показано, каким образом распределяется в атмосфере солнечное излучение, во-вторых – дано распределение теплового инфракрасного излучения, в-третьих – приводится вклад нерадиационных процессов в перенос энергии (турбулентность, конвекция и конденсация водяного пара).

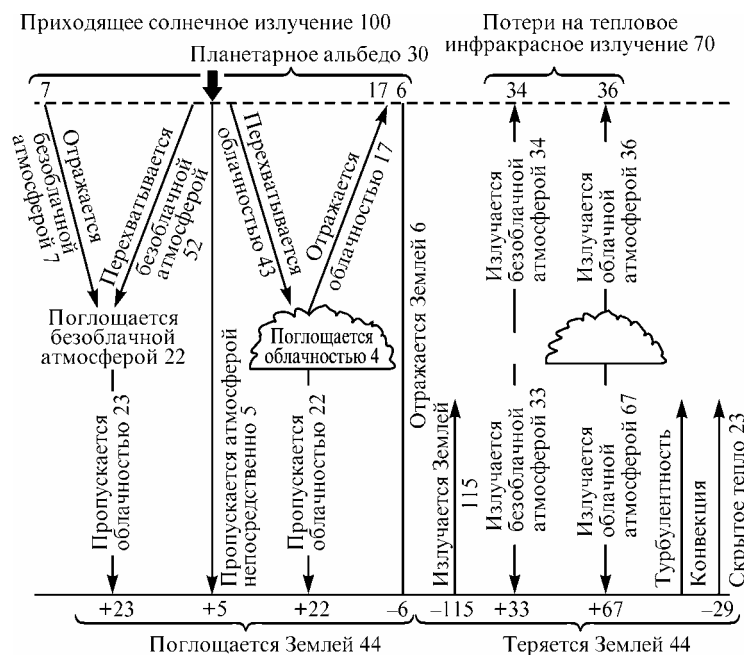


Рис. 8.4. Глобальный радиационный баланс системы атмосфера–подстилающая поверхность по данным расчета [19].

Осредненное за год излучение, приходящее на верхнюю границу атмосферы от Солнца, принято за 100 %. Это солнечное излучение подразделяется на три компонента – компоненту, распространяющуюся в безоблачной атмосфере (52 %), компоненту, распространяющуюся в облачной атмосфере (43 %), и компоненту, непосредственно поступающую на подстилающую поверхность (5 %). Из приходящего солнечного излучения 26 % поглощается атмосферой, причем 22 % – в условиях безоблачной атмосферы (поглощение атмосферными газами и аэрозолем) и 4 % – облаками. Земная поверхность поглощает 44 %. Общее поглощение солнечного излучения системой атмосфера–подстилающая поверхность составляет 70 %. 30 % солнечного излучения отражается обратно в космическое пространство, включая 7 %, отраженных безоблачной атмосферой, 17 % – облаками и 6 % – земной поверхностью.

В то же время атмосфера и подстилающая поверхность генерируют собственное тепловое излучение. Уходящее тепловое излучение составляет 34 % для безоблачной атмосферы и 36 % для облачной, что в сумме дает 70 %. Таким образом, потери энергии системой за счет уходящего теплового излучения равны поглощенному солнечному излучению. Восходящий поток теплового излучения на уровне земной поверхности в используемых нами единицах составляет 115 %. Противоизлучение атмосферы составляет 100 % (противоизлучение безоблачной атмосферы – 33 %, противоизлучение облачной атмосферы – 67 %). Эффективный поток излучения на поверхности, таким образом, составляет – 15 %. Суммируя с учетом знаков потоки теплового излучения, поступающие и уходящие из атмосферы, можно получить, что за счет теплового излучения атмосфера теряет 55 % лучистой энергии, поступающей от Солнца. Если учесть, что атмосфера поглощает только 26 % приходящего солнечного излучения, радиационные потери атмосферы составляют 29 %. Эти потери компенсируются выделением тепла за счет конденсации водяного пара, испаряющегося с поверхности (скрытый поток тепла), и потоком тепла от подстилающей поверхности за счет турбулентности и конвекции. Эти восходящие потоки тепла составляют 23 % и 6 %, соответственно.

8.5. Радиационные факторы изменения климата

Наиболее известным свидетельством того, что климат нашей планеты подвержен изменениям, являются ледниковые эпохи – последовательные наступления и отступления ледяных щитов в умеренных широтах, наблюдавшиеся за последний миллион лет. Отметим, что последнее оледенение закончилось примерно 10 тысяч лет назад. Исследованиям прошлых климатов Земли посвящен специальный раздел климатологии – *палеоклиматология*.

Изменения климата, наблюдающиеся последние десятилетия и проявляющиеся различным образом – ростом средней глобальной температуры нашей планеты, уменьшением полярных «ледяных шапок», подъемом уровня мирового океана, – оказывают заметное влияние на различные стороны жизни человека и функционирование различных отраслей экономики. Это явилось основной причиной значительного внимания к проблемам климата Земли в последние десятилетия. Задача прогноза климатических изменений является одной из приоритетных в современной науке. Для ее решения созданы и создаются новые физико-математические модели климата на основе теории климата, которая является очень сложной из-за значительного числа факторов, могущих оказывать влияние на климат планеты, и сложности количественного описания разнообразных физических, химических, биологических процессов, контролирующих состояние планеты. Среди факторов изменения климата можно указать астрономические причины, дрейф континентов, изменения положения геомагнитного полюса и многие другие. Для относительно кратковременных (несколько сотен лет) прогнозов изменений климата наиболее важными факторами, по современным представлениям, являются *радиационные факторы* – особенности распределения по земной поверхности радиационного баланса. Они, в свою очередь, как мы показали ранее, связаны с

особенностями состава атмосферы: содержанием поглощающих излучение газов и аэрозолей, характеристиками и количеством облаков, свойствами подстилающей поверхности.

Прежде всего, подчеркнем, что климат Земли в значительной степени определяется *естественным парниковым эффектом* (ПЭ). Этот эффект обусловлен относительно высокой прозрачностью атмосферы для коротковолнового солнечного излучения и значительным поглощением длинноволнового излучения поверхности Земли такими атмосферными газами как водяной пар, углекислый газ, озон. Это поглощение приводит к тому, что значительная часть излучения поверхности не уходит в космическое пространство, а нагревает атмосферу. Если бы поглощение длинноволнового излучения отсутствовало, то, как показывают простые оценки, средняя температура Земли составляла бы около 255 К. Средняя температура поверхности Земли выше этой температуры на 20–30 К.

При изучении климата Земли возникают два важных вопроса – как естественный ПЭ может изменяться со временем и как антропогенная деятельность может изменять естественный ПЭ. При анализе этих проблем принято подразделять процессы, определяющие ПЭ системы атмосфера–поверхность, на два класса:

- *процессы воздействия* (*forcing*), рассматриваемые как внешние воздействия на климатическую систему;
- *процессы обратных связей* (*feedback*) в климатической системе.

К процессам воздействия принято относить изменения содержания оптически активных газов (СО₂, метан и т. д.), естественных и антропогенных аэрозолей, продуктов вулканических извержений и солнечной постоянной. Как прямое следствие этих воздействий могут наблюдаться изменения температуры в системе и ее циркуляции. В результате вариаций температуры могут наблюдаться и другие изменения радиационных свойств атмосферы и поверхности. Например, увеличение температуры может привести к росту испарения водяного пара с поверхности океанов. Увеличение содержания водяного пара в атмосфере, т.к. он является важнейшим парниковым газом, может привести к дальнейшему росту температуры системы. Этот пример воздействия иллюстрирует положительную обратную связь. Другие обратные связи могут быть ассоциированы с изменениями количества, высоты и типа облаков, планетарного альbedo за счет вариаций снежного и ледяного покрова, с изменениями растительного покрова и альbedo суши. Наконец, в качестве обратной связи следует рассматривать достаточно медленные, но очень значительные потенциальные изменения в потоках тепла и накопления энергии океанами. Отметим, что разделение процессов на воздействующие процессы и процессы обратных связей не всегда является однозначным. Например, изменения альbedo суши можно трактовать как процессы обратных связей, но и как процессы воздействия на климатическую систему, имея в виду, например, изменения альbedo суши за счет вырубки лесов. Вариации газового состава атмосферы могут быть вызваны как естественными, так и *антропогенными причинами*. Например, хозяйственной деятельностью человека вызван рост содержания в атмосфере углекислого газа. Таким образом, задача прогноза климата осложняется необходимостью отделить естественные причины его изменения (на которые наше влияние в большинстве случаев может быть мало или невозможно) от антропогенных причин, которые могут поддаваться контролю.

Для характеристики влияния изменений содержания парниковых газов в атмосфере приведем в табл. 8.4 оценки изменений температуры поверхности при соответствующих изменениях в их содержании.

Таблица 8.4. Изменения температуры поверхности ΔT .

Механизм воздействия	ΔT , град
Увеличение содержания CO_2 (300 \rightarrow 600 ppm)	1.31
Увеличение содержания CH_4 (0.28 \rightarrow 0.56 ppm)	0.16
Увеличение содержания N_2O (0.16 \rightarrow 0.32 ppm)	0.27
Увеличение содержания CFC–11 (0 \rightarrow 1 ppb)	0.07
Увеличение содержания CFC–12 (0 \rightarrow 1 ppb)	0.08
50 % уменьшение содержания озона на всех высотах	– 0.38
Увеличение солнечной постоянной на 2 %	1.35
Добавление стратосферного слоя аэрозоля с оптической толщиной 0.15	– 0.99

Для сравнения в таблице приведены также изменения температуры поверхности, обусловленные уменьшением содержания озона, увеличением на 2 % солнечной постоянной и добавлением стратосферного слоя аэрозоля с оптической толщиной 0.15. Из данных табл. 8.4 наглядно видно, что основным парниковым газом (за исключением водяного пара), изменение содержания которого может привести к существенным климатическим изменениям, является углекислый газ.

Мы уже упоминали, что водяной пар является основным парниковым газом в атмосфере Земли и увеличение температуры системы атмосфера–поверхность может привести к росту испарения воды с поверхностей океанов, увеличению влажности атмосферы и увеличению парникового эффекта водяного пара. Однако помимо этого при увеличении влажности атмосферы можно ожидать роста количества облаков вследствие конденсации водяного пара в атмосфере. Увеличение количества облаков влияет на радиационный баланс двояко – с одной стороны, увеличивается отражение поступающей солнечной радиации на поверхность Земли, с другой – уменьшается величина уходящего теплового излучения системы атмосфера–подстилающая поверхность. Процессы конденсации водяного пара и выпадение осадков на поверхность Земли являются важными факторами регуляции климата. Увеличение испарения с поверхности океанов, усиление процессов конденсации водяного пара и образования облаков изменяют количество тепла, приходящего в атмосферу. Осадки, особенно в виде снега, могут существенно изменить альбедо поверхности и, как следствие, ее радиационный баланс. Весь этот комплекс процессов и их корректное количественное описание требует еще тщательных исследований.

Изучение данных наземных измерений прямого и рассеянного солнечного излучения показывает, что количество коротковолновой радиации, приходящей в условиях безоблачной атмосферы к поверхности, заметно изменяется год от года. Главная причина этих изменений – сильные вариации содержания аэрозольных частиц в атмосфере. Аэрозоль ослабляет солнечную радиацию, приходящую на поверхность, усиливает процессы рассеяния в атмосфере, в том числе – назад, т.е. может увеличивать компоненту отраженного в космос солнечного излучения. Если аэрозоль поглощающий, то это приводит к увеличению поглощения солнечной радиации в атмосфере. В меньшей степени, но все же заметно, аэрозоль может влиять на потоки теплового излучения. Так, рассеяние и, особенно поглощение, на аэрозолях ИК излучения приводит к уменьшению уходящего теплового излучения. Суммарный эффект аэрозоля очень изменчив, что связано с большой изменчивостью концентрации аэрозольных частиц, их микрофизических и, как следствие, оптических свойств атмосферного аэрозоля. В

среднем, по современным представлениям, увеличение аэрозоля в атмосфере приводит к охлаждению климатической системы.

Изменение радиационных свойств подстилающих поверхностей может также существенно влиять на радиационный баланс как самой поверхности, так и всей планеты. Как следствие, естественные и антропогенные изменения поверхностей могут быть причинами изменения климата Земли. Эти изменения могут выступать как процессы воздействия (например, антропогенного – вырубка лесов, сельскохозяйственное использование, рост мегаполисов), так и обратных связей. В обоих случаях происходят изменения альbedo подстилающих поверхностей. К процессам обратных связей в климатической системе следует отнести такие, как изменение площади, покрытой снегом и льдом за счет потепления климата, опустынивание, подъем уровня мирового океана и затопление участков суши. Увеличение альbedo подстилающей поверхности или планетарного альbedo увеличивает отражение в космос падающей солнечной радиации и, как следствие, может привести к похолоданию климата Земли.

Литература

1. *Атлас облаков*. Под ред. А.Х. Хргиана и Н.И. Новожилова. Л.: Гидрометеиздат, 1978. 266 с.
2. *Атмосфера* (справочные данные, модели). Справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 509 с.
3. *Богородский В.В., Козлов А.И.* Микроволновая радиометрия земных покровов. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 272 с.
4. *Борен К., Хафман Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660с.
5. *Борн М. Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
6. *Брасье Г., Соломон С.* Аэрономия средней атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 413 с.
7. *Ван де Хюлст.* Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во ИЛ, 1961. 536 с.
8. *Воронцов-Вельяминов Б.А.* Астрономия. М.: Просвещение, 1976. 143с.
9. *Гречко Г.М., Гуревич А.С., и др.* Оптические явления при восходе и заходе Солнца. Темат. выпуск ГОИ. Т. 71, вып. 205. 1989. Л.: Изд-во ГОИ. С. 203.
10. *Гуди Р.М.* Атмосферная радиация. 1. Основы теории. М.: Мир, 1966. 552 с.
11. *Довгалоук Ю.А., Ивлев Л.С.* Физика водных и других атмосферных аэрозолей. СПб.: Изд-во СПбГУ, 1998. 321 с.
12. *Зуев В.Е., Комаров В.С.* Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 263 с.
13. *Зуев В.Е. Креков Г.М.* Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.
14. *Зуев В.Е., Макушкин Ю.С., Пономарев Ю.Н.* Спектроскопия атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 247 с.
15. *Кароль И.Л., Розанов В.В., Тимофеев Ю.М.* Газовые примеси в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 192 с.
16. *Кондратьев К.Я.* Актинометрия. Л.: Гидрометеиздат, 1965. 692 с.
17. *Кондратьев К.Я.* Перенос излучения в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1972. 402 с.
18. *Кринов Е.Л.* Спектральная отражательная способность природных образований. Л.–М.: Изд-во АН СССР, 1947. 138 с.
19. *Ку-Нан Лиоу.* Основы радиационных процессов в атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 376 с.
20. *Ландсберг Г.С.* Оптика. М.: Гос. изд. тех.-тер. лит., 1957. 759 с.
21. *Мак-Картни Э.* Оптика атмосферы. М.: Мир, 1979. 421 с.
22. *Матвеев Л.Т.* Основы общей метеорологии: Физика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1965. 876 с.
23. *Межерис З.* Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.
24. *Метеорологическое зондирование* подстилающей поверхности из космоса. Под ред. К.Я. Кондратьева. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 247 с.
25. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике.* Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 263 с.
26. *Минин И.Н.* Теория переноса излучения в атмосферах планет. М.: Наука, 1988. 264 с.
27. *Монин А.С.* Солнечный цикл. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 68 с.
28. *Облака и облачная атмосфера.* Справочник. Под ред. И.П. Мазина и А.Х. Хргиана. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 647 с.
29. *Перов С.П., Хргиан А.Х.* Современные проблемы атмосферного озона. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 287 с.
30. *Розенберг Г.В.* Сумерки. М.: Гос. изд. физ.-мат. литературы, 1963. 380 с.
31. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1980. 751с.
32. *Соболев В.В.* Курс теоретической астрофизики. М.: Наука, Главн. редакция физ.-мат. лит., 1967. 528 с.
33. *Соболев В.В.* Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, Главн. ред. физ.-мат. лит., 1972. 335 с.
34. *Тимофеев Ю.М., Васильев А.В.* Теоретические основы атмосферной оптики. СПб.: Наука, 2003. 474 с.
35. *Флигль Р., Бузингер Д.* Введение в физику атмосферы. М.: Мир, 1965. 297 с.
36. *Хргиан А.Х.* Физика атмосферы. М.: Изд-во МГУ, 1986. 328 с.
37. *Чемберлен Дж.* Теория планетных атмосфер. Введение в их физику и химию. М.: Мир, 1985. 278 с.
38. *Чемберлен Д.* Физика полярных сияний и излучения атмосферы. М.: Изд-во ИЛ, 1963. 777 с.
39. *Шифрин К.С.* Рассеяние света в мутной среде. М.: Гостехиздат, 1951. 288 с.
40. *Angstrom A.* Techniques of determining turbidity of the atmosphere. Tellus. 1961. Vol. 13. N 1. P. 214.
41. *Encyclopedia of the Solar System.* Second edition. Academic Press, 2007. p. 966.
42. *Frohlich C., Lean J.* The Sun's total irradiance: Cycles, trends and related climate change uncertainties since 1976 // Geophys. Res. Lett. 1998. Vol. 25. N 23. P. 4377–4380.
43. *Goody R.M., Yung Y.L.* Atmospheric radiation. Theoretical Basis. N.Y.: Oxford Univ. Press, 1989. 519 p.
44. *Goody R.M.* Principles of atmospheric physics and chemistry. New York, Oxford, Oxford University Press, 1995. 324 pp.
45. *Hanel R.A., Conrath B.J., Jennings D.E., Samuelson R.E.* Exploration of the Solar System by infrared remote sensing. Cambridge University Press. Cambridge, New York, Port Chester, Melbourne, Sydney, 1992. 458 p.
46. *Kidder S.Q., Vonder Haar T.N.* Satellite meteorology. An Introduction. Academic Press, San Diego, New York, Boston, London, Sydney, Tokyo, Toronto, 1995. 466 p.

47. *Manuilova R.O., Gusev O.A. Rutepov A.A.* Modelling of Non-LTE limb spectra of IR bands for the MIPAS space experiment // *J. Quant. Spectros. Radiat. Trans.* 1998. Vol. 59, N 3–5. P. 405–422.
48. *Park J.H., Rothman L.S. et al.* Atlas of absorption lines from 0 to 17900 cm^{-1} . NASA Reference Publication 1188, Sept. 1987. 196 p.
49. *Revised instruction manual on radiation instruments and measurements.* Eds. Frohlich C., London J. WMO, WCRP Publications series N 7, WMO/TD-N 149, October 1986. 140 p.
50. *Seinfeld J.H., Pandis S.N.* Atmospheric chemistry and physics. From air pollution to climate change. A Wiley-Interscience Publication // J. Wiley&Sons, Inc., 1998. 1326 p.
51. *Shved G.M., Kutepov A.A., Ogibalov V.P.* Non-local thermodynamic equilibrium in CO_2 in the middle atmosphere. I. Input data and population of the ν_3 mode manifold states // *J. Atmosp. and Solar-Terrest. Phys.* 1998. Vol. 60, N 3. P. 283–314.
52. *Stewart R.H.* Methods of satellite oceanography. University of California. Press Berkeley, Los Angeles, London, 1985. 360 p.
53. *Waters J.W.* Absorption and emission by atmospheric gases // In *Methods of Experimental Physics.* 1976. Vol. 12. Pt B. Academic, New York. P. 142–176.
54. *Wayne R.P.* Chemistry of atmosphere. Oxford University Press, Oxford, 1985. 361 p.

Англо-русский словарь основных терминов оптики атмосферы

А

absolute абсолютный; **a. black body** абсолютно черное тело (АЧТ).

absorption поглощение; **a. band** полоса поглощения; **a. cross-section** сечение поглощения;

aerosol a. аэрозольное поглощение; **gases (molecular) a.** газовое (молекулярное) поглощение.

actinometry актинометрия.

aerosol аэрозольный, аэрозоль; **a. model** аэрозольная модель.

air воздух.

albedo альbedo; **single scattering a.** альbedo однократного рассеяния; **surface a.** альbedo поверхности.

altitude высота (как координата).

amount of clouds балл облачности.

aphelion афелий.

atmosphere атмосфера; **low a.** нижняя атмосфера; **upper a.** верхняя атмосфера; **middle a.** средняя атмосфера.

atmospheric(al) атмосферный, воздушный.

attenuation ослабление.

aurora (pl. **aurorae**) утренняя заря, полярное сияние; **aurora borealis** полярное сияние;

permanent a. свечение ночного неба; **polar a.** полярное сияние; **sunset a.** вечерняя заря.

autumnal equinox осеннее равноденствие.

azimuth азимут.

В

balance баланс, оборот (энергии, тепла, влаги и т.п.); **earth's thermal radiation b.** тепловой баланс Земли, тепловой баланс системы атмосфера–подстилающая поверхность; **radiation b.** радиационный баланс.

band полоса; **absorption b.** полоса поглощения; **electronic b.** электронная полоса; **hot b.** «горячая полоса»; **vibration b.** колебательная полоса; **rotation b.** вращательная полоса.

brightness яркость; **spectral b. coefficient (SBC)** коэффициент спектральной яркости (КСЯ).

broadening уширение; **Doppler b.** доплеровское уширение; **line b.** уширение линии;

collision b. уширение за счет столкновений.

С

Celestial sphere небесная сфера.

collision столкновение (молекул и т.п.).

concentration концентрация, счетная концентрация.

content содержание (газа); **total c.** общее содержание (газа).

cross-section сечение (см. также absorption, extinction, scattering).

Д

diffraction дифракция.

diffusion рассеяние (обычно в сочетаниях d. light, d. radiation).

dissociation диссоциация.

Е

energy энергия; **vibrational e.** колебательная энергия; **rotational e.** вращательная энергия;

kinetic e. кинетическая энергия; **spin e.** спиновая энергия; **electronic e.** электронная энергия.

equilibrium равновесный; **e. moisture content** равновесная влажность; **e. pressure** равновесное давление; **e. state** равновесное состояние.

emission излучение, испускание; **atmospheric e.** излучение атмосферы; **light e.** излучение, свечение; **nightglow e., night-sky e.** свечение ночного неба.

emissivity– излучательная способность; **surface e.** излучательная способность поверхности.

emit испускать, излучать.

emittance излучательная способность.

extinction ослабление; **e. cross-section** сечение ослабления; **aerosol e.** аэрозольное ослабление.

F

fluorescence флуоресценция.

flux поток; **downward f.** нисходящий поток; **net f.** приток; **upward f.** восходящий поток.

frequency частота.

G

greenhouse effect парниковый эффект.

H

halo гало; **large h.** гало 46°; **small h.** гало 22°.

height высота.

humidity влажность; **absolute h.** абсолютная влажность; **air h.** влажность воздуха; **relative h.** относительная влажность.

I

illumination освещенность.

incident падающий; **i. wave** падающая волна; **i. beam, i. ray** падающий луч; **i. radiation** падающее излучение.

inclination склонение светила; **i. angle** угол склонения.

influx входящий поток.

infrared (IR) инфракрасный (ИК), инфракрасная область спектра; **far i.** дальняя ИК область спектра; **near i.** ближняя ИК область спектра.

instrument (slit) function аппаратная функция прибора.

intensity интенсивность; **solar i.** интенсивность солнечного излучения; **spectral i.** спектральная интенсивность; **radiation i.** интенсивность излучения.

internal внутренний; **i. rotation** внутреннее вращение (молекулы).

inverse problem обратная задача.

ionization ионизация; **i. by collision** ионизация столкновением; **radiation i.** ионизация излучением.

ionosphere ионосфера.

L

level уровень (в разных значениях); **electronic l.** электронный уровень (энергии); **rotational l.** колебательный уровень (энергии); **vibrational l.** вращательный уровень (энергии).

light свет; **day l.** дневной свет; **diffused l.** рассеянный свет; **incident l.** падающий свет;

night-sky l. свечение ночного неба; **reflected l.** отраженный свет; **refracted l.** преломленный свет; **scattered l.** рассеянный свет; **visible l.** видимый свет; **zodiacal l.** зодиакальный свет.

line линия; **line by line (method)** метод прямого расчета функции пропускания; **l. shape** контур линии; **spectral l.** спектральная линия; **l. wings** крылья линии.

latitude географическая широта.

Legendre polynomials полиномы Лежандра.

local thermodynamical equilibrium (LTE) локальное термодинамическое равновесие (ЛТР); **non LTE (NLTE)** нарушение локального термодинамического равновесия.

longitude географическая долгота.

M

meteorology метеорология.

microwave (MW) микроволновый, микроволновая область спектра.

Mie theory теория Ми; **M. scattering** рассеяние Ми.

mirage мираж; **direct m.** верхний мираж; **inferior m.** нижний мираж; **superior m.** верхний мираж.

molecular молекулярный.

Monte–Carlo method (technique) метод Монте–Карло.

мμ, μ микрометр (мкм), сокращение **мкм** не используется в англоязычной литературе.

N

nadir надир; **n. angle** надирный угол.

O

optical оптический; **o. depth** оптическая толщина; **o. illusion** оптическая иллюзия, мираж.

optics оптика; **atmospheric o.** оптика атмосферы.

P

perihelion перигелий;

phase function индикатриса рассеяния.

photochemistry фотохимия.

photolysis фотолиз.

photon фотон.

polarization поляризация; **circular p.** круговая поляризация; **elliptic(al) p.** эллиптическая поляризация; **horizontal p.** горизонтальная поляризация; **plane p.** линейная поляризация; **vertical p.** вертикальная поляризация.

pressure давление; **air p.** атмосферное давление; **saturation vapor p.** давление насыщения водяного пара.

Q

quantum квант; **q. mechanics** квантовая механика.

R

radiation излучение (радиация); **absorbed r.** поглощенное излучение; **atmospheric r.** атмосферная радиация, атмосферное излучение, излучение атмосферы; **atmospheric thermal r.** тепловое излучение атмосферы; **black–body r.** излучение абсолютно черного тела; **by r.** путем (посредством) излучения; **cosmic r.** космическое излучение, космические лучи; **diffuse r.** рассеянное излучение; **diffuse solar r.** рассеянное солнечное излучение; **direct (solar) r.** прямое (солнечное) излучение; **thermal r.** тепловое излучение; **incident r.** приходящее излучение; **incoming (global) r.** приходящее (глобальное) излучение; **incoming solar r.** инсоляция; **induced r.** вынужденное излучение; **outgoing r.** уходящее излучение; **planetary–scale outgoing long–wave r.** глобальная уходящая длинноволновая радиация; **reflected [(back-)scattered] r.** отражённое излучение; **scattered r.** рассеянное излучение; **spontaneous r.** спонтанное излучение; **total r.** полная (интегральная) радиация.

radiative радиационный; **radiative (radiation) transfer** перенос излучения.

rainbow радуга; **primary r.** первая радуга; **secondary r.** вторая радуга.

Rayleigh scattering релеевское рассеяние; **R. phase function** релеевская индикатриса.

reflection отражение; **mirror r.** зеркальное отражение; **orthotropic r.** ортотропное отражение.

reflectivity отражательная способность, коэффициент отражения, альbedo.

refraction преломление, рефракция; **r. index** показатель преломления; **complex r. i. (CRI)** комплексный показатель преломления (КПП).

remote дистанционный; **r. sounding** дистанционное зондирование.

S

scattering рассеяние; **s. cross-section** сечение рассеяния; **s. matrix** матрица рассеяния; **aerosol s.** аэрозольное рассеяние; **Mie s.** рассеяние Ми; **molecular s.** молекулярное рассеяние; **multiply s.** многократное рассеяние; **noncoherent s.** некогерентное рассеяние; **Rayleigh s.** релейское рассеяние; **single s.** однократное рассеяние.

series ряд (математический).

significant значимый (статистически и т.п.).

size distribution function функция распределения частиц по размерам.

sounding зондирование, **remote s.** дистанционное зондирование; **atmospheric s.** зондирование атмосферы; **s. from satellite** зондирование со спутника.

spectral спектральный; **s. brightness coefficient (SBC)** коэффициент спектральной яркости (КСЯ).

spectrum спектр, область, диапазон; **electromagnetic s.** спектр электромагнитного излучения; **Fraunhofer s.** фраунгоферовы линии.

Stokes parameters параметры Стокса.

strength напряженность; **magnetic field s.** напряженность магнитного поля; **electric field s.** напряженность электрического поля.

Sun Солнце, солнечный свет; **active s.** активное Солнце; **counter s.** противосолнечная точка; **disturbed s.** активное Солнце; **dog s., mock s.** ложное солнце; **quiet s., undisturbed s.** спокойное Солнце.

sunlight солнечный свет; **direct s.** прямые солнечные лучи; **scattered s.** рассеянный солнечный свет.

sunrise восход солнца.

sunset заход солнца.

surface поверхность, подстилающая поверхность; **earth s.** земная, подстилающая поверхность; **geoidal s.** геоид; **orthotropic s.** ортотропная поверхность; **rough s.** шероховатая поверхность; **underlying s.** подстилающая поверхность.

T

temperature температура; **dew-point t.** точка росы; **radiation t.** температура излучения.

terrestrial земной.

total column amount общее содержание газа в столбе атмосферы.

trace gases малые газовые составляющие.

transmittance пропускание, функция пропускания.

trend тренд (направление, тенденция, систематическое изменение); **seasonal t.** сезонный или годовой тренд (ход); **secular t.** вековой тренд.

twilight сумерки; **astronomic(al) t.** астрономические сумерки; **civil t.** гражданские сумерки; **martime t.** морские сумерки; **nautical t.** навигационные сумерки.

U

ultraviolet (UV) ультрафиолетовый, ультрафиолетовая часть спектра.

V

vernal equinox весеннее равноденствие.

vibrational колебательный; **v. level** колебательный уровень; **v. transition** колебательный переход; **v. spectral line** спектральная, колебательная линия.
volume объем, объемный; **v. aerosol extinction coefficient** объемный коэффициент аэрозольного ослабления.

W

water vapor водяной пар.

wave волна; **electromagnetic w.** электромагнитная волна; **short-w.** коротковолновый; **long-w.** длинноволновый.

wavelength длина волны.

wavenumber волновое число.

Z

zenith зенит, зенитный; **z. angle** зенитный угол.