

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ



ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

**В.А. Донченко, М.В. Кабанов, Б.В. Кауль,
П.М. Нагорский, И.В. Самохвалов**

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

*Рекомендовано Учебно-методическим объединением
вузов Российской Федерации по образованию в области приборостроения
и оптоэлектроники для студентов высших учебных заведений, обучающихся
по направлению подготовки магистратуры 200400 «Оптехника»
и специальностям 200203 «Опτικο-электронные приборы и системы»
и 200401 «Электронные и опτικο-электронные приборы
и системы специального назначения»*



ТОМСК
«Издательство НТЛ»
2015

УДК 551.539:535.36

Э455

Э455 **Донченко В.А., Кабанов М.В., Кауль Б.В., Нагорский П.М.,
Самохвалов И.В.** Электрооптические явления в атмосфере:
учебное пособие. – Томск: Изд-во НТЛ, 2015. – 316 с.

ISBN 978-5-89503-564-1

В учебном пособии рассмотрены природа и характеристики атмосферного электричества, его взаимосвязь с оптическими явлениями и атмосферным аэрозолем. Представлены основные механизмы взаимодействия электромагнитного излучения оптического диапазона с дисперсной средой. Обобщены результаты экспериментов, в которых изучались электрооптические явления при распространении оптического излучения в аэрозольной атмосфере, электрооптические явления, обусловленные сильными электрическими полями, включая разряды в средней атмосфере, а также опосредованное воздействие атмосферного электричества на жесткое УФ-И. Рассмотрены возможности зондирования электрических параметров атмосферы на их основе.

Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлениям подготовки бакалавров и магистров «Оптотехника», «Лазерная техника и лазерные технологии», а также по специальности «Электронные и оптико-электронные приборы и системы специального назначения». Представляет интерес для аспирантов, молодых учёных и специалистов, заинтересованных в глубоком понимании оптических и электрических явлений в атмосфере.

УДК 551.539:535.36

Рецензент:

Ю.Г. Якушенков, доктор техн. наук, профессор, заведующий
кафедрой оптико-электронных приборов МИИГАиК

ISBN 978-5-89503-564-1

© В.А. Донченко, М.В. Кабанов,
Б.В. Кауль, П.М. Нагорский,
И.В. Самохвалов, 2015

© Оформление. Дизайн.
ООО «Издательство НТЛ», 2015

ПРЕДИСЛОВИЕ

В атмосфере существует много оптических явлений, связанных с ее электрическими свойствами и электрическими процессами, которые в ней протекают. Электрооптика дисперсных сред получила интенсивное развитие в последние четыре-пять десятилетий, и в основном в коллоидной химии. Здесь были достигнуты успехи в изучении электроповерхностных явлений (электрокинетические явления и электроповерхностные силы, двойной слой). Результаты исследований позволили развить новые методы диагностики дисперсных систем, включая и аэрозольную атмосферу. На их основе показана возможность электрооптического изучения формы и размера частиц, спектра распределения частиц по размерам, трансформации формы и размеров при изменении состояния среды в результате физических и химических процессов. На основе этих эффектов определяются такие характеристики вещества, как поляризуемость, конформация молекул, динамика их вращения и взаимодействия.

Изучение электрооптических явлений в аэрозольной атмосфере находится в первоначальной стадии выявления основных закономерностей. Это связано со следующим обстоятельством. По физическому принципу электрооптические явления в атмосфере условно можно разделить на три основные группы.

К первой группе следует отнести те явления, которые связаны с механизмами влияния напряженности электрического поля на распространение оптического излучения в аэрозольной атмосфере. Существует много различных механизмов влияния электрического поля на характер взаимодействия оптических волн со средой. Например, механизм влияния ионов на ослабление волн инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов связан с образованием метастабильных нейтральных частиц размером 10^{-4} – 10^{-7} см в результате реакции радиоллиза. Многолетние наблюдения за атмосферным электричеством позволили получить электрооптическое соотношение, устанавливающее связь между напряженностью поля и метеорологической дальностью видимости. Механизм такого влияния только начал изучаться. Следует отметить, что со-

стояние атмосферы, для которого имеет место это соотношение, относится к особым.

Ко второй группе относится оптическое излучение, возникающее вследствие появления в атмосфере мощных электрических полей. Характерным примером такого явления является обычная линейная молния. К этой же группе относятся разряды в средней атмосфере, огни Святого Эльма, а также генерация молниевыми разрядами рентгеновского и гамма-излучения и целый ряд других явлений.

К третьей группе относятся те явления, которые связаны с молниевыми разрядами как природными химическими реакторами, приводящими в глобальном и региональном масштабах к долговременным изменениям концентрации окислов азота в верхней тропосфере и нижней стратосфере. Это, в свою очередь, ведёт к изменениям концентрации озона и соответственно прозрачности атмосферы в области жесткого ультрафиолетового излучения.

Во многих задачах атмосферной физики необходимо найти конкретные пути использования электрических параметров для исследования глобальных и локальных загрязнений и возможностей измерения электрических параметров оптическими методами. Дистанционное измерение напряженности электрического поля возможно с использованием спектроскопии комбинационного антистоксового рассеяния света. Однако этот метод малоэффективен в средах с сильным поглощением и рассеянием. Основой для разработки методов зондирования напряженности электрического поля в аэрозольных средах служат данные, рассмотренные в настоящем пособии. Эти методы необходимы для изучения электрических свойств средней атмосферы, связанных с прогнозом погоды, для зондирования подстилающей поверхности и др.

Использование зависимости поляризационных характеристик рассеянного назад излучения (а в общем случае – параметров Стокса) от напряженности ориентирующего поля дополняет метод исследования аэрозольных сред при воздействии импульсных полей.

Задачи рассеяния света системой хаотически ориентированных частиц различной формы приобретают новую направленность. Особое место среди них занимают те, которые связаны с методикой расчета характеристик рассеяния. Совокупное решение перечисленных задач дает возможность определять электрооптические параметры, которые характеризуют, в свою очередь, электрические свойства среды.

В настоящем курсе основное внимание уделено представлениям, идеям, смыслу физического материала, которые включают: описание электрических свойств систем, понятий и характеристик атмосферного электричества, атмосферного аэрозоля, взаимодействия электромагнитного излучения с дисперсной средой. Большое внимание уделено электрофизическим свойствам частиц, что связано с необходимостью сосредоточить материал различных источников в одном месте. В работе описаны также результаты последних исследований двойного электрического слоя, указывающие на необходимость учета удельного сопротивления и особенностей индуцированного дипольного момента частицы.

В ряде глав пособия содержатся в основном новые данные, которые еще не нашли отражения в учебной литературе. В частности, приведены и обсуждаются обнаруженные в конце прошлого века яркие вспышки в страто- и мезосфере над мезомасштабными конвективными системами, общее название которых – скоротечные оптические явления (Transient Luminous Events).

В последних главах обобщены результаты экспериментов, демонстрирующих влияние электрических параметров пространства, в котором находится аэродисперсная среда, на ее оптические характеристики и параметры распространения, а также возможности зондирования электрических параметров атмосферы на основе электрооптических эффектов.

Весь собранный материал рассмотрен с единой точки зрения, что облегчает его усвоение. В некоторых случаях для описания того или иного процесса приведены конечные формулы, и основное внимание в этом случае уделяется выводам. Что касается общей физики, то формулы приводятся с доказательствами.

Учебное пособие составлено на основе цитируемых работ авторов, указанных в списке литературы, и исследований самих авторов курса.

И последнее, поскольку в каждом разделе науки установились свои обозначения и они в некоторых случаях одни и те же (например, в атмосферном электричестве λ – проводимость, в оптике λ – длина волны, в молекулярной физике k – постоянная Больцмана, в оптике k – коэффициент ослабления, в атмосферном электричестве ρ – объемный заряд, в атмосферной оптике ρ – параметр Ми и т.д.), то все обозначения заданы в тексте для каждого конкретного случая.

Безусловно, авторам не все удалось, поэтому они заранее искренне благодарны читателям за замечания и пожелания.

Глава 1

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МИКРОСИСТЕМ

1.1. Историческая справка

Электрооптическими явлениями называют изменения оптических свойств среды под влиянием электрического поля.

На возможность существования таких явлений указывал еще М.В. Ломоносов в «Теории электричества» (1756 г.), где им ставится вопрос: «Будет ли луч иначе преломляться в наэлектризованной воде или наэлектризованном стекле?» То есть в работе говорится о необходимости постановки электрооптического опыта, который был осуществлен лишь в конце XIX века.

Первые экспериментальные работы по электрооптике проведены Дж. Керром в 1875 г. и Шоди в 1903 г. Дж. Керром было обнаружено двойное лучепреломление в жидких диэлектриках. Двойное лучепреломление в электрическом поле связано с тем, что в среде, которая до наложения электрического поля была оптически изотропной (физические свойства по всем направлениям одинаковы), после наложения однородного поля появляется анизотропия коэффициента преломления света. Причем разность между коэффициентами преломления для необыкновенного и обыкновенного лучей пропорциональна квадрату напряженности поля.

Теоретическое объяснение эффекта Керра было дано в 1910 г. П. Ланжевром и дополнено в 1918 г. М. Борном. Электрическое поле ориентирует молекулы вещества, обладающего дипольным моментом, вдоль поля – ориентационный эффект Керра – и индуцирует дипольный момент – поляризационный эффект. **Поляризацией** называют превращение электрически нейтральной системы в систему, в которой положения центров тяжести положительных и отрицательных зарядов не совпадают. Следствием квадратичности эффекта является возникновение постоянной составляющей двупреломления в переменном электрическом поле. Этот факт лежит в основе оптического эффекта Керра, ко-

торый возникает под действием мощного оптического (лазерного) излучения.

Позднее появились результаты исследования двойного лучепреломления в пьезодиэлектриках, полученные Ф. Погкельсом в 1894 г. Эффект Погкельса – это линейный электрооптический эффект, в котором изменение показателя преломления света в пьезокристаллах, помещенных в электрическое поле, пропорционально первой степени напряженности поля.

В 60-е годы XX столетия исследованы дихроизм, поглощение излучения растворами, флуоресценция и поляризация флуоресценции в электрическом поле. Было обнаружено изменение оптической активности прозрачных растворов в электрическом поле.

Систематические исследования электрооптических явлений в дисперсных средах начались в 1949–1950 гг. Н. Толстым, Х. Бенуа, К. О’Конски и Б. Зимма и были продолжены С. Стоиловым и С. Духиным с сотрудниками. Последними достигнуты успехи в изучении электроповерхностных явлений в коллоидных частицах.

В электрооптике дисперсных систем следует выделить статикооптический и неравновесный (электроповерхностный наведенный) эффекты. Первый – это электрооптический эффект при заданной анизотропии дисперсной системы, помещенной в электрическое поле. Второй – когда анизотропия возникает непосредственно под действием электрического поля.

1.2. Электрические мультиполи. Потенциал системы зарядов

Природа электрооптических явлений, естественно, связана с электрическими свойствами микросистем. Микросистемы являются динамическими структурами электромагнитной природы, которые описываются или классическими, или квантовыми методами, в зависимости от решаемой задачи. К числу микросистем относятся ионы, молекулы, атомы, макромолекулы, коллоидные частицы, аэродисперсные частицы. В атмосферных задачах, во многих случаях, достаточно их классического описания как электростатических систем с неким распределением отрицательных и положительных зарядов.

Из реального, в общем случае сложного, распределения зарядов можно выделить определенные электрические системы со специфиче-

ской и конкретной конфигурацией зарядов. Эти системы называются электрическими мультиполями. Конкретными мультиполями являются: электрический монополь, диполь, квадруполь, октуполь, гексадекаполь и далее электрические 2^n -поли. Количественно свойства мультиполей описываются мультипольными моментами.

Рассмотрим в качестве примера электрический диполь, то есть систему, состоящую из двух одинаковых по величине, но разных по знаку зарядов. Электрический момент его определяется следующим образом:

$$\mathbf{p} = e\mathbf{r} = e(\mathbf{r}_+ - \mathbf{r}_-), \quad (1.1)$$

где $\mathbf{r} = \mathbf{r}_+ - \mathbf{r}_-$ – вектор, соединяющий точки, в которых находятся положительный и отрицательный заряды.

Если система состоит из большого числа положительных и отрицательных зарядов, то необходимо ввести векторы центров. Для электронного облака $\mathbf{r}_- = \frac{1}{e} \sum_s e_s \mathbf{r}_s^-$ и для заряда ядер $\mathbf{r}_+ = \frac{1}{e} \sum_s e_s \mathbf{r}_s^+$. Подставляя это в предыдущее выражение, получим общее определение электрического дипольного момента произвольной микросистемы:

$$\mathbf{p} = \sum_s e_s \mathbf{r}_s, \quad (1.2)$$

поскольку $\mathbf{r}_s = \mathbf{r}_s^+ - \mathbf{r}_s^-$.

Порядок величины момента электрического мультиполя можно оценить для молекул, принимая во внимание, что их заряд порядка 10^{-10} СГС, а размеры электронного облака порядка 10^{-8} см. Тогда $|p^n| \approx 10^{-10+(-8n)} \text{ СГСМ} \cdot \text{см}^n$.

Таким образом, величина моментов диполя $\sim 10^{-18}$ СГС·см = 1 Д (Д – внесистемная единица дебай), квадруполя – 10^{-26} СГС·см², октуполя – порядка 10^{-34} СГС·см³, гексидиполя – порядка 10^{-42} СГС·см⁴ и т.д.

Система точечных электрических зарядов e_s с радиусом-вектором $\mathbf{r}_s$ создает в точке $\mathbf{R}$ (рис. 1.1) электрический потенциал, который равен

$$\Phi(\mathbf{R}) = \sum_s \frac{e_s}{R_s} = \sum_s G(\mathbf{R}), \quad (1.3)$$

где $G(\mathbf{R}) = \frac{1}{|\mathbf{R}_s|} = \frac{1}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}_s|}$ есть функция Грина.

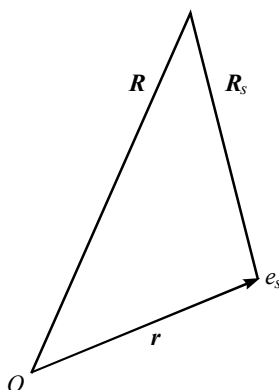


Рис. 1.1. Система точечных электрических зарядов

Согласно законам электростатики, напряженность электрического поля системы электрических зарядов в точке $\mathbf{R}$ равна

$$\mathbf{E}_{\text{сис}}(\mathbf{R}) = -\nabla \Phi(\mathbf{R}). \quad (1.4)$$

Пусть далее задано внешнее электрическое поле напряженностью

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad (1.5)$$

где φ – потенциал внешнего поля.

Если микросистема находится в этом поле, то она претерпевает изменения, а потенциальная энергия системы зарядов будет

$$U = \sum_S e_s \varphi(\mathbf{r}_s). \quad (1.6)$$

Внешним полем для заряженной аэродисперсной системы является электрическое поле атмосферы.

1.3. Индуцированный дипольный момент

Строгая теория поляризации вещества в электрическом поле развита только для газов, где молекулы достаточно удалены друг от друга.

Диэлектрики делятся на два класса – полярные и неполярные. Молекулы неполярных диэлектриков не имеют постоянного дипольного момента, центры их положительного и отрицательного зарядов совпадают. В электрическом поле эти центры расходятся, в результате чего возни-

кает индуцированный дипольный момент равный

$$p = ex = \alpha E, \quad (1.7)$$

где e – величина положительного или отрицательного заряда; x – смещение центра отрицательного заряда относительно положительного. В данном случае происходит упругое смещение зарядов – электронное облако смещается относительно ядер. Индуцированный дипольный момент p пропорционален напряженности приложенного поля E ; α – коэффициент пропорциональности, называемый упругой поляризуемостью.

Дипольный момент единичного объема называют **вектором поляризации**. Обозначим дипольный момент единицы объема через P :

$$P = N\alpha E, \quad (1.8)$$

где N – число молекул в единице объема.

В молекулах полярных диэлектриков центры положительного и отрицательного зарядов не совпадают, поэтому молекулы имеют постоянные дипольные моменты, которые обозначим через

$$\mu = el, \quad (1.9)$$

где l – расстояние между центрами разноименных зарядов. Взаимодействие внешнего поля с зарядами постоянного диполя приводит к появлению вращательного момента, ориентирующего диполи вдоль поля (рис. 1.2). Но этому противодействует тепловое движение молекул и их столкновения. Благодаря дезориентирующему действию теплового движения, степень ориентации молекул в электрическом поле будет невысокой. Она тем больше, чем сильнее поле.

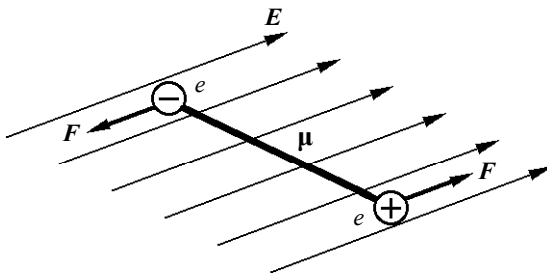


Рис. 1.2. Момент сил, действующих на электрический диполь

Среднее значение проекции дипольного момента $\bar{p}$ на направление поля пропорционально напряженности поля:

$$\bar{p} = \alpha_D E, \quad (1.10)$$

где α_D – ориентационная поляризуемость, которая равна средней проекции постоянного дипольного момента на направление поля при напряженности поля равной единице.

Полярные молекулы с постоянным дипольным моментом также испытывают упругую деформацию. Поэтому общая поляризация подобных молекул складывается из упругой и ориентационной:

$$P = N(\alpha + \alpha_D)E. \quad (1.11)$$

Ориентационная поляризуемость α_D тем больше, чем больше дипольный момент μ . Кроме того, α_D зависит от температуры. Очевидно, что повышение температуры усиливает дезориентирующее действие теплового движения. Поэтому есть основание полагать, что с повышением температуры ориентационная поляризуемость уменьшается.

Упругая поляризуемость не зависит от температуры, что является одним из отличий полярного диэлектрика от неполярного. Практически поляризация полярного диэлектрика сильно зависит от температуры, в то время как неполярного очень слабо. С повышением температуры поляризация неполярного диэлектрика может даже несколько уменьшаться вследствие уменьшения плотности.

Для ориентационной поляризуемости Дебай вывел следующую формулу:

$$\alpha_D = \frac{\mu^2}{3kT}, \quad (1.12)$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Приведем вывод этой формулы по М.В. Вуксу. Проекция дипольного момента p на направление поля будет равна $p = \mu \cos \theta$, где θ – угол между направлениями μ и E . Разобьем молекулы на группы по значению угла θ . В первую группу войдут молекулы, дипольные моменты которых образуют с полем угол θ_1 , во вторую – те, которые образуют угол θ_2 , и т.д. Тогда полный дипольный момент единицы объема газа

$$P = N_1 \mu \cos \theta_1 + N_2 \mu \cos \theta_2 + N_3 \mu \cos \theta_3 + \dots,$$

где N_1, N_2, N_3 – число молекул первой, второй и т.д. групп. Для средне-

го дипольного момента в направлении поля получаем

$$\bar{p} = \frac{P}{N} = \mu \frac{1}{N} (N_1 \cos \theta_1 + N_2 \cos \theta_2 + N_3 \cos \theta_3 + \dots)$$

или

$$\bar{p} = \frac{\mu^2}{3kT} E_{\text{п}}, \quad (1.13)$$

где $\overline{\cos \theta}$ – среднее значение косинуса угла между дипольным моментом μ и полем $E_{\text{п}}$.

Выведем выражение для $P = C + B \frac{1}{T}$. Энергия диполя в электрическом поле равна

$$U = -\mu E_{\text{п}} \cos \theta. \quad (1.14)$$

Вероятность ориентации диполей под углом θ задается функцией Больцмана $\exp(-U/KT) = \exp(\mu E_{\text{п}} \cos \theta / kT)$. Число диполей с энергией U , дипольные моменты которых лежат внутри угла $\theta + d\theta$, равно

$$dN = A e^{\frac{U}{kT}} d\Omega = A e^{\frac{\mu E_{\text{п}} \cos \theta}{kT}} 2\pi \sin \theta d\theta, \quad (1.15)$$

где $d\Omega$ – элемент телесного угла, который выбирается в виде конусообразного кольца вокруг направления $E_{\text{п}}$; A – постоянная. Проекция дипольного момента молекул, заключенных внутри этого угла, на направление поля будет равна

$$dP = dN \mu \cos \theta = A \mu \cos \theta e^{\frac{\mu E_{\text{п}} \cos \theta}{kT}} 2\pi \sin \theta d\theta, \quad (1.16)$$

откуда полный дипольный момент в направлении поля имеет вид

$$P = A \mu \int_0^{\pi} e^{\frac{\mu E_{\text{п}} \cos \theta}{kT}} \cos \theta 2\pi \sin \theta d\theta. \quad (1.17)$$

Если это выражение разделить на число всех диполей, которое может быть представлено в виде интеграла

$$N = \int dN = A \int_0^{\pi} e^{\frac{\mu E_{\text{п}} \cos \theta}{kT}} 2\pi \sin \theta d\theta,$$

то для среднего дипольного момента одной молекулы в направлении

поля получаем

$$\overline{p} = \overline{\mu \cos \theta} = \frac{\mu \int_0^\pi e^{\frac{\mu E_n \cos \theta}{kT}} \cos \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi e^{\frac{\mu E_n \cos \theta}{kT}} \sin \theta d\theta}. \quad (1.18)$$

Энергия диполя в электрическом поле намного меньше энергии теплового движения молекул, т.е. $U \ll kT$. Поэтому, разложив функцию Больцмана в ряд

$$e^{-U/kT} = 1 - \frac{U}{kT} = 1 + \frac{\mu E_n}{kT} \cos \theta, \quad (1.19)$$

получим для среднего значения косинуса по формуле (1.18)

$$\overline{\cos \theta} = \frac{\int_0^\pi \left(1 + \frac{\mu E_n}{kT} \cos \theta\right) \cos \theta \cdot \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi \left(1 + \frac{\mu E_n}{kT} \cos \theta\right) \sin \theta d\theta}. \quad (1.20)$$

Интегрирование и подстановка пределов приводит к выражению

$$\overline{\cos \theta} = \frac{\frac{\cos^2 \theta}{2} + \frac{\mu E_n}{kT} \frac{\cos^3 \theta}{3}}{\cos \theta + \frac{\mu E_n}{kT} \frac{\cos^2 \theta}{2}} = \frac{1}{3} \frac{\mu E_n}{kT}, \quad (1.21)$$

после чего формулу (1.13) можно переписать в виде

$$\overline{p} = \frac{\mu^2}{3kT} E_n, \quad (1.22)$$

откуда следует формула (1.12) для ориентационной поляризуемости. Подставив последнее выражение в (1.11), получаем окончательно

$$P = N \left(\alpha + \frac{\mu^2}{3kT} \right) E_n. \quad (1.23)$$

Из курса электричества известно, что диэлектрическая проницаемость ϵ , вектор смещения D , напряженность электрического поля E_n и

дипольный момент единицы объема P связаны соотношением

$$D = \varepsilon E = E_{\pi} + 4\pi P, \quad (1.24)$$

откуда следует

$$P = \varepsilon_0(\varepsilon - 1)E_{\pi}. \quad (1.25)$$

Так записываются основные формулы электростатики в системе СГС. В международной системе (СИ) они имеют иной вид:

$$\begin{aligned} D &= \varepsilon \varepsilon_0 E_{\pi} = \varepsilon_0 E_{\pi} + P, \\ P &= \varepsilon_0(\varepsilon - 1)E_{\pi}, \end{aligned} \quad (1.26)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума равная $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Единицей напряженности электрического поля в СИ является В/м, а единицей дипольного момента – Кл·м. Во всей справочной литературе дипольные моменты приводятся в системе СГС. Дипольный момент малых молекул имеет величину порядка 10^{-18} ед. СГС, которую принято называть дебаем и обозначают Д. Отметим, что

$$1 \text{ Д} = 1 \cdot 10^{-18} \text{ ед. СГС} = 3,33 \cdot 10^{-30} \text{ ед. СИ}.$$

Для дипольного момента единицы объема мы имеем два выражения (1.23) и (1.25). Сравнивая их между собой, получим основную формулу Дебая, связывающую диэлектрическую проницаемость вещества с поляризуемостью и дипольным моментом:

$$\varepsilon - 1 = 4\pi N \left(\alpha + \frac{\mu^2}{3kT} \right). \quad (1.27)$$

Этой формуле можно придать другой вид, для чего умножаем обе части ее на молярный объем $M/\rho = \frac{N_A}{N}$ (M – молярная масса, ρ – плотность,

N_A – число Авагадро) и разделим на три. После этого получаем величину P , называемую молекулярной (молярной) поляризацией:

$$P = \frac{\varepsilon - 1}{3} \frac{\mu}{\rho} = \frac{4}{3} \pi N_A \left(\alpha + \frac{\mu^2}{3kT} \right). \quad (1.28)$$

Из этой формулы следует, что с повышением температуры величина P убывает. В сокращенном виде (1.28) можно переписать таким образом:

$$P = C + B \frac{1}{T}, \quad (1.29)$$

$$\text{где } C = \frac{4}{3} \pi N_A \alpha; \quad B = \frac{4}{3} \pi N_A \frac{\mu^2}{3k}.$$

Формула (1.27) выведена для постоянного электрического поля. Но она справедлива и для переменного поля, если его частота не очень велика. К переменному полю с такой высокой частотой, как поле световой волны, эта формула неприменима. В таком поле молекулярные диполи не успевают ориентироваться, и действие электрического поля сводится к одной лишь деформации частицы.

В веществах с ионной связью деформация заключается в смещении в электрическом поле волны связанных зарядов (деформация электронных оболочек либо сдвиг ионов относительно друг друга). В веществах с ковалентной связью она возникает в результате смещения электронов, участвующих в парной ковалентной связи. Вследствие упругости процесс установления поляризации имеет вид квазипериодических затухающих колебаний. Диэлектрическая проницаемость таких сред слабо отличается от единицы, диэлектрические потери и время установления очень малы. Время установления составляет $\tau_{\text{рез}} = 1/\omega_{\text{рез}} \sim 10^{-13} - 10^{-15}$ с и лежит в оптическом диапазоне.

В случае одного значения резонансной частоты $\omega_{\text{рез}}$ величину $\varepsilon(\omega)$ определяют соотношением

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + (\varepsilon_{\text{ст}} - \varepsilon_{\infty}) / \left(1 - (\omega/\omega_{\text{рез}})^2 + i\nu(\omega/\omega_{\text{рез}})^2 \right), \quad (1.30)$$

где $\varepsilon_{\text{ст}}, \varepsilon_{\infty}$ – значения проницаемости в статическом $\omega \ll \omega_{\text{рез}}$ и высокочастотном $\omega \gg \omega_{\text{рез}}$ случаях; ν – постоянная, характеризующая рассеяние энергии. Пока частота электрического поля в волне ω ниже собственной частоты колебаний упруго связанных частиц $\omega_{\text{рез}} \sim 10^{14} - 10^{15}$ Гц, поляризация диэлектрика происходит так же, как и в случае постоянного поля, поскольку вектор поляризации успевает следовать за изменяющимся электрическим полем. При приближении частоты к $\omega_{\text{рез}}$ изменяются как вещественная ε' , так и мнимая части ε'' диэлектрической проницаемости.

Это связано с тем, что вблизи резонансной частоты резко возрастает амплитуда электронных или ионных колебаний. При $\omega < \omega_{\text{рез}}$ с увеличением частоты вещественная часть диэлектрической проницаемости ϵ' возрастает, затем она начинает уменьшаться, при $\omega = \omega_{\text{рез}}$ (когда потери максимальны) ϵ' сравнивается с ϵ_{∞} и достигает минимума при $\omega > \omega_{\text{рез}}$. При дальнейшем увеличении частоты ϵ' снова возрастает, асимптотически приближаясь к ϵ_{∞} .

Нормальной дисперсией называют тот участок частотной зависимости ϵ' , для которого $d\epsilon'/d\omega > 0$. В противоположном случае ($d\epsilon'/d\omega < 0$) дисперсию называют **аномальной**. Типичные зависимости ϵ' и $\text{tg } \delta = 60\sigma\lambda/\epsilon'$ представлены на рис. 1.3. Здесь λ – длина волны; σ – проводимость среды.

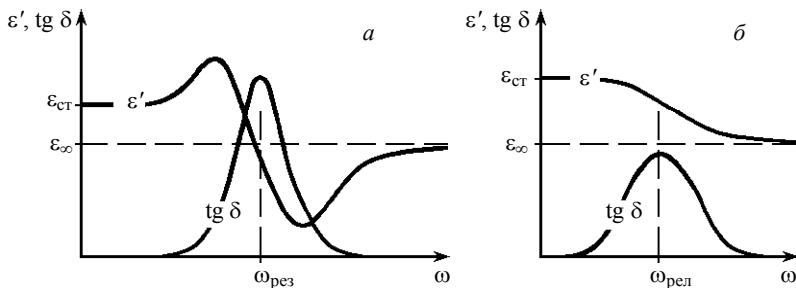


Рис. 1.3. Зависимость ϵ' и $\text{tg } \delta$ от частоты:
а – упругая поляризация; б – ориентационная

Релаксационная поляризация характерна для диэлектриков, молекулы которых обладают дипольным моментом и содержат атомы, которые расположены хаотично и способны менять положение равновесия при воздействии электрического поля. Процесс установления поляризации имеет релаксационный характер, время установления составляет $\tau_{\text{рел}} = 1/\omega_{\text{рел}} \sim 10^{-10} - 10^{-11}$ с. Асимметричное распределение зарядов в молекуле между разнородными группами атомов приводит к появлению дипольного момента и в отсутствие внешнего электрического поля.

При приближении частоты к $\omega_{\text{рел}}$, связанной со временем установления релаксационной поляризации соотношением $\tau_{\text{рел}} = 1/\omega_{\text{рел}} \sim \sim 10^{-10} - 10^{-11}$ с, диполи не успевают полностью поворачиваться вслед за полем: вещественная часть $\varepsilon'(\omega)$ диэлектрической проницаемости уменьшается, а мнимая часть диэлектрической проницаемости $\varepsilon''(\omega)$ в этой полосе частот становится максимальной (соотношения Дебая):

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{\text{ст}} - \varepsilon_{\infty}}{1 + i\omega\tau_{\text{рел}}},$$

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{\text{ст}} - \varepsilon_{\infty}}{1 + (\omega\tau_{\text{рел}})^2}, \quad \varepsilon''(\omega) = \frac{(\varepsilon_{\text{ст}} - \varepsilon_{\infty})\omega\tau_{\text{рел}}}{1 + (\omega\tau_{\text{рел}})^2}. \quad (1.31)$$

Соотношения Дебая хорошо описывают зависимость $\varepsilon(\omega)$ от частоты в случае, когда релаксация происходит по экспоненциальному закону, заданному одним временем релаксации, либо для нескольких процессов, времена релаксации которых существенно различны. В последнем случае диэлектрическая проницаемость представляют в виде суммы независимых слагаемых:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \sum_j \frac{\delta\varepsilon_j}{1 + i(\omega\tau_{\text{рел}})_j}, \quad \varepsilon_{\text{ст}} - \varepsilon_{\infty} = \sum_j \delta\varepsilon_j. \quad (1.32)$$

В случае ориентационной поляризации в выражении для $\varepsilon'(\omega)$ имеет место только аномальная дисперсия. Во многих случаях поляризационный процесс не удается описать с помощью суммы независимых слагаемых. Часть частотных зависимостей $\varepsilon(\omega)$ описывают эмпирической формулой Коула – Коула, которая предполагает непрерывное распределение времен $\tau_{\text{рел}}$ вокруг среднего значения $\bar{\tau}_{\text{рел}}$:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{\text{ст}} - \varepsilon_{\infty}}{1 + i(\omega\bar{\tau}_{\text{рел}})^{1-\alpha}}, \quad (1.33)$$

где параметр α определяет «ширину» распределения обратных времен релаксации. Хотя соотношения (1.33) дают более плавную зависимость ε от частоты по сравнению с соотношениями Дебая (1.31), как

максимум функции $\varepsilon''(\omega)$, так и точка перегиба $\varepsilon'(\omega)$ определяются средним временем релаксации $\bar{\tau}_{\text{рел}}$ и поэтому могут быть использованы для определения его значения.

Оптическая поляризуемость α_r несколько отличается от электрической α , поскольку это связано с существованием двух механизмов возникновения упругой поляризации: 1) смещения электронов относительно положительных зарядов и 2) смещения атомов относительно друг друга. Электронный вклад является основным, он наблюдается в видимой области спектра, а атомный – в дальней инфракрасной. В постоянном поле действуют оба механизма, при этом $\alpha \geq \alpha_r$. У неполярных веществ эти две поляризуемости отличаются не более чем в 2 раза, у полярных они могут отличаться в 5 раз.

Вдали от резонансных частот формула (1.27) принимает более простой вид

$$n^2 - 1 = 4\pi N \alpha_r, \quad (1.34)$$

где $\varepsilon = n^2$ – оптическая диэлектрическая проницаемость. Поляризуемость молекул также изменяется, поэтому α_r записывается здесь с индексом.

В оптической области частот молекулярная поляризация P заменяется молекулярной рефракцией R :

$$R = \frac{n^2 - 1}{3} \frac{M}{\rho} = \frac{4}{3} \pi N_A \alpha_r, \quad (1.35)$$

которая имеет одинаковый вид как для полярных, так и неполярных диэлектриков, так что по оптической поляризации полярные вещества не отличаются от неполярных.

Так как поляризуемости α и α_r мало отличаются, то, заменив α на α_r , можно переписать формулу (1.28) в следующем виде:

$$P - R = \frac{4}{3} \pi N_A \frac{\mu^2}{3kT}. \quad (1.36)$$

В средах, в которых молекулы расположены на близких расстояниях, ориентирующее и поляризующее действие оказывает не только внешнее поле $E_{\text{вн}}$, но и поля поляризованных молекул среды. Результирующее поле, вызывающее поляризацию среды, называют действующим

щим. Обозначим его через E_d ($E_d \geq E_n$). Поэтому вместо формулы (1.8) следует записать

$$P = N\alpha E_d,$$

$$E_d = E_n + E_{\text{доб}}, \quad (1.37)$$

где $E_{\text{доб}}$ – добавочное поле, создаваемое окружающей средой.

Проблема определения действующего поля является важнейшей в теории дисперсных сред, не решенной до настоящего времени. Первый шаг в решении этой проблемы для неполярных диэлектриков сделал Лоренц. Вывод формул и основные его предпосылки можно найти у М.В. Вукса [5].

Глава 2

АТМОСФЕРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

2.1. Основные электрические характеристики

Электрические заряды. Электрическое взаимодействие, как физическое явление, связано с наличием у частиц электрического заряда: положительного или отрицательного. Абсолютная величина электрического заряда определяет интенсивность электрического взаимодействия.

Для элементарных частиц величина электрического заряда называется элементарным зарядом, приближенно равным $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл (кулон), или $4,8 \cdot 10^{-10}$ ед. заряда СГС, т.е. $1 \text{ Кл} = 3 \cdot 10^9$ ед. заряда СГС.

Заряд любого тела кратен элементарному. Атмосфера характеризуется плотностью электрического заряда ρ (Кл/м³).

Напряженность электрического поля. Электрические заряды создают вокруг себя электрическое поле, которое действует на них с некоторой силой и являются частным случаем электромагнитного поля.

Переменное электрическое поле создается не только электромагнитными колебаниями, но и зарядами. В последнем случае целесообразно говорить о вариациях или флуктуациях «статического» электрического поля.

Электрическое поле характеризуется, в первую очередь, вектором напряженности E . Напряженность поля в какой-то точке равна отношению силы F , с которой поле действует на заряд q , помещенный в эту точку, к величине этого заряда (заряд называется пробным, если он достаточно мал, чтобы не вызывать искажений поля и перераспределения зарядов).

За единицу напряженности принят вольт на метр (В/м):

$$E = F / q. \quad (2.1)$$

Согласно закону Кулона, сила, действующая на пробный заряд, пропорциональна его величине. Поэтому напряженность не зависит от этого заряда, а является характеристикой поля в данной точке.

Потенциал электрического поля. Силовое поле называют потенциальным, если при обходе частицей любого замкнутого пути в этом поле работа его сил равна нулю.

Во многих случаях поля в физике являются потенциальными. Для характеристики потенциального поля вводят потенциал $\varphi(\mathbf{r})$. В общем случае эта функция радиуса вектора, частные производные которой по его координатам, взятые в точке r_0 , пропорциональны соответствующим координатам вектора силы в той же точке:

$$F_x(r_0) = -K \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{r=r_0}, \quad F_y(r_0) = -K \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_{r=r_0}, \quad F_z(r_0) = -K \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{r=r_0}. \quad (2.2)$$

Коэффициент пропорциональности K определяется свойствами частицы, на которую действует электрическое поле, т.е. электрическим зарядом.

Разность потенциалов. При перенесении заряда в электрическом поле силы поля совершают работу. В электростатическом поле работа перемещения заряда между двумя точками не зависит от формы пути, соединяющего эти точки. Если это замкнутая траектория, то работа сил равна нулю. То есть электрическое поле является потенциальным или консервативным.

Разность потенциалов $\varphi(r_1) - \varphi(r_2)$ двух точек в электростатическом поле равна работе $A_{r_1 r_2}$, совершаемой силами поля при перемещении единичного положительного заряда из одной точки в другую:

$$\frac{A_{r_1 r_2}}{q} = \varphi(r_1) - \varphi(r_2). \quad (2.3)$$

Работа сил электрического поля, согласно закону Кулона, пропорциональна величине q , поэтому разность потенциалов не зависит от пробного заряда q , а является, так же как и напряженность, только характеристикой электростатического поля. Значение $q\varphi(\mathbf{r})$ является потенциальной энергией заряда в точке $\mathbf{r}$.

За единицу разности потенциалов принимается вольт (В). Разность потенциалов двух точек равна 1 В, если при перемещении зарядов в 1 Кл между этими точками совершается работа в 1 Дж.

Поскольку в формулу (2.3) закона сохранения энергии входит не сам потенциал $\varphi(\mathbf{r})$, а разность потенциалов в каких-либо двух точках, то

прибавление к нему произвольного постоянного числа не изменяет значения разности потенциалов. Поэтому потенциальная функция определена не однозначно, а зависит от выбора начала отсчета энергии. Точку, в которой потенциал равен нулю, можно выбрать произвольно, в зависимости от условий задачи. За нулевое значение потенциала примем потенциал Земли ($\varphi \rightarrow 0$ при $\mathbf{r} \rightarrow 0$).

При таком выборе начала отсчета потенциал электростатического поля равен работе, совершаемой силами поля при перемещении единичного положительного заряда из данной точки на поверхности Земли.

Если на пробные покоящиеся заряды, помещенные в поле, действуют только электрические силы, то эти заряды начнут двигаться, стремясь уменьшить свою потенциальную энергию, т.е. положительные заряды силами поля перемещаются из точек с более высоким потенциалом в точки с более низким. Отрицательные заряды, наоборот, из точек с более низким потенциалом – в точки с более высоким.

Энергетическая и силовая (напряженность) характеристики электрического поля связаны соотношением

$$E_x = -\frac{\partial \varphi(x, y, z)}{\partial x}, \quad E_y = -\frac{\partial \varphi(x, y, z)}{\partial y}, \quad E_z = -\frac{\partial \varphi(x, y, z)}{\partial z}, \quad (2.4)$$

где E_x, E_y, E_z – проекция вектора напряженности поля на оси x, y, z прямоугольной системы координат или в обозначениях векторного анализа $\mathbf{E} = -\nabla \varphi$ (градиент потенциала). Напряженность всегда направлена в сторону убывания потенциала.

Потенциал φ имеет следующий физический смысл: это потенциальная энергия, которую имел бы единичный заряд, если его перенести в указанную точку пространства из некоторой отправной точки.

Если потенциал поля зависит только от одной переменной r , то выражение (2.4) упрощается:

$$E = -\varphi'(r), \quad \varphi(r) = -\int E(r) dr. \quad (2.5)$$

Графически распределение потенциала поля представляется в виде эквипотенциальных поверхностей, все точки которых имеют один и тот же потенциал. При любом перемещении заряда по одной эквипотенциальной поверхности работа сил поля равна нулю и силовые линии (линии вектора напряженности) перпендикулярны потенциальным поверхностям.

Плотность электрического тока. Основным и фундаментальным понятием в теории атмосферного электричества принято считать плотность тока:

$$j = \frac{1}{\Delta V} \sum_i^N e_i v_i, \quad (2.6)$$

где e_i – заряд i -й частицы, v_i – её скорость; сумма здесь берется по N частицам, находящимся в элементарном объеме ΔV . Плотность электрического тока измеряется в А/м^2 .

Плотность вертикального электрического тока в атмосфере, в цепи гигантского воздушного конденсатора «Земля – ионосфера» определяется его компонентами: током проводимости, диффузионным и конвективным токами (подробнее см. в п. 2.3):

$$j = (\lambda_+ + \lambda_-) E_h - e_{\pm} (D_{\text{т}} + D) \frac{dn_{\pm}}{dz} + e_{\pm} n_{\pm} V_{\text{в}}, \quad (2.7)$$

где $(\lambda_+ + \lambda_-)$ – суммарная проводимость воздуха; E_h – вертикальная напряженность электрического поля; $D_{\text{т}}$ и D – коэффициенты турбулентной и молекулярной диффузии; $n_{\pm}$ – концентрация носителей заряда; $V_{\text{в}}$ – скорость ветра.

На практике прямой контроль за компонентами общего тока атмосферы пока затруднен. Причиной этому являются сильная зависимость j от всех характеристик атмосферы, а также технические и методические трудности реализации средств измерения. Поэтому метрологически определенными характеристиками являются: проводимость (электропроводность) и напряженность электрического поля, спектры аэроионов по подвижностям и спектры объемного заряда.

Электропроводность – величина, обратная электрическому сопротивлению ($\lambda_{\text{пр}} = 1/R$), измеряется в $\text{См} \cdot \text{м}^{-1}$ (См – сименс).

Подвижность носителей заряда u – это отношение средней скорости направленного движения носителей зарядов к напряженности поля ($[u] = \text{м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$).

Электропроводность атмосферы определяется характеристиками аэроионов [14, 25]. Выделяют обычно пять групп ионов в зависимости от их подвижности и радиуса:

- легкие (малые) ионы ($u_{\pm} \geq 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $r \leq 6,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}$);
- легкие промежуточные ионы ($10^{-6} \leq u_{\pm} \leq 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; $6,6 \cdot 10^{-8} \leq r \leq 8 \cdot 10^{-8} \text{ см}$);

- тяжелые (большие) промежуточные ионы ($10^{-7} \leq u_{\pm} \leq 10^{-6} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; $8 \cdot 10^{-8} \leq r \leq 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$);

- ионы Ланжевена ($2,5 \cdot 10^{-8} \leq u_{\pm} \leq 10^{-7} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; $2,5 \cdot 10^{-6} \leq r \leq 5,7 \cdot 10^{-6} \text{ см}$);

- ультратяжелые ионы ($u_{\pm} < 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; $r > 5,7 \cdot 10^{-7} \text{ см}$).

Электропроводность атмосферы $\lambda_{\text{пр}}$ при известном ионном составе определяется выражением

$$\lambda_{\text{пр}} = \lambda_{+} + \lambda_{-} = \sum_i (e_{i+} u_{i+} n_{i+} + e_{i-} u_{i-} n_{i-}), \quad (2.8)$$

где i означает суммирование по группам ионов; λ_{+} , λ_{-} – полярные электропроводности.

Согласно современным представлениям, основной вклад в электропроводность нижних слоев атмосферы вносят легкие ионы, поэтому (2.8) можно записать проще:

$$\lambda_{\pm} = e n_{\pm} u_{\pm}. \quad (2.9)$$

Среднее значение для пограничного слоя атмосферы $\lambda = (2-3) \times 10^{-16} \text{ См} \cdot \text{см}^{-1}$, для свободной атмосферы (на $\sim 10 \text{ км}$) – $30 \cdot 10^{-16} \text{ См} \cdot \text{см}^{-1}$.

Приведенные характеристики называются локальными. Кроме этих величин, электрические свойства атмосферы определяются и глобальными характеристиками. К ним относятся: электрический потенциал ионосферы φ_{∞} , полный заряд атмосферы Q ($[Q] = \text{Кл}$), полный электрический ток в атмосфере I ($[I] = A$), общее сопротивление атмосферы R ($[R] = \text{Ом}$), плотность электрического заряда ρ ($[\rho] = \text{Кл/м}^3$). Кроме того, для каждого района земного шара рассматривают сопротивление столба атмосферы, рассчитанное на единичную площадь R_c ($[R_c] = \text{Ом} \cdot \text{м}^2$).

Сопротивление столба атмосферы рассчитывается из высотного распределения средних значений суммарной электропроводности

$$R_c = \int_0^r \frac{dr}{\lambda_{+} + \lambda_{-}} \quad (2.10)$$

($r = 60 \text{ км}$) и в среднем равно $1,3 \cdot 10^{17} \text{ Ом} \cdot \text{м}^2$. Вклад участков атмосферы в сопротивление R_c распределяется следующим образом: приземной слой – 10 %, слой обмена (0,1–2 км) – 60 %, верхняя тропосфера и стратосфера – 30 %. Глобальное общее сопротивление земной атмосферы составляет 200–240 Ом.

Потенциал атмосферы рассчитывается по измеренному высотному ходу проводимости и плотности тока «атмосфера – Земля»

$$\varphi = j \int_0^r \frac{dr}{\lambda_+ + \lambda_-}, \quad (2.11)$$

либо по измеренному высотному профилю электрического поля

$$\varphi = \int_0^r E(r) dr, \quad (2.12)$$

либо через общее сопротивление и полный ток атмосферы

$$\varphi = RI. \quad (2.13)$$

Объемный заряд, который обуславливает величину и знак электрического поля атмосферы, равен

$$\rho = -\varepsilon_0 \nabla E. \quad (2.14)$$

Источниками ионизации атмосферы являются: потоки заряженных частиц, естественные и искусственные источники заряженных аэрозолей на Земле (образование заряженных частиц при разрушении незаряженных аэрозолей в атмосфере, электризация аэрозолей трением, высотные ядерные взрывы, извержения вулканов, отрыв частиц с морской поверхности).

В нижних слоях атмосферы основными ионизаторами являются продукты распада радиоактивных веществ, находящихся в верхнем слое почвы и самой атмосфере, и космические лучи. Ход концентрации заряженных частиц с высотой представлен на рис. 2.1. Здесь же приведены зависимости температуры и проводимости атмосферы с высотой.

При малой степени радиоактивности верхнего слоя почвы действие α -излучений ограничивается высотой в несколько сантиметров, β -излучений – единицы метров, а γ -излучений – сотни и более метров. Основное значение при ионизации атмосферы имеют те радиоактивные вещества, которые находятся в самой атмосфере, и космические лучи.

Интенсивность действия какого-либо ионизатора оценивается числом пар ионов, образующихся в 1 м^3 воздуха за 1 с. Интенсивность ионообразования у земной поверхности составляет, в среднем, $\sim 10^7$ пар ионов/ $(\text{м}^3 \cdot \text{с})$.

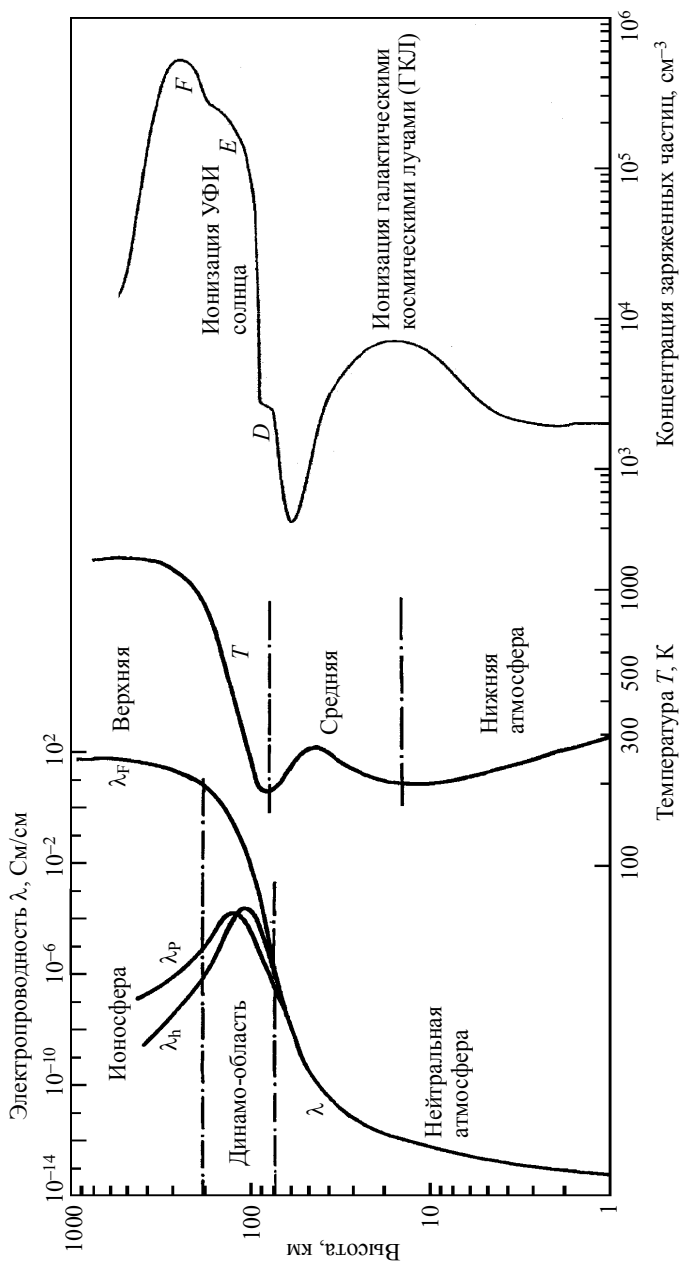


Рис. 2.1. Зависимость от высоты плотности заряженных частиц, температуры и проводимости λ (λ_F , λ_h – параллельная, перпендикулярная и холловая проводимости ионосферы) [44"]

Космическими лучами называют приходящее в земную атмосферу излучение, первичные частицы которого имеют галактическое происхождение и состоят, в основном, из протонов и небольшой доли других частиц с энергией до 10^{17} эВ и более [10^д]. Вблизи земной поверхности над сушей ионизация примерно на 80 % обеспечивается за счет распада радиоактивных элементов, содержащихся в атмосфере и верхнем слое почвы. Ионизация атмосферы на высотах более 5 км почти полностью определяется воздействием космических лучей. Максимум ионизации атмосферы космическими лучами лежит на высоте 12–18 км. Над океанами вдали от берегов, где отсутствует радиация в поверхностном слое океана и мала радиоактивность атмосферы, ионизация атмосферы осуществляется космическими лучами.

В результате воздействия источников ионизации изменяется проводимость воздуха, обусловленная рождающимися ионами, а также их взаимодействием с аэрозольными частицами. По мере удаления от земной поверхности электропроводность растет, и её зависимость от высоты r может быть представлена в виде

$$\lambda_{\text{пр}} = \lambda_{\text{пр}0} \exp \alpha^{-1}(r - r_0), \quad (2.15)$$

где r_0 – радиус Земли; $\alpha^{-1} = 6,4$ км. Представление (2.15) не единственно. До высоты ~ 40 км λ может быть представлена в виде

$$\lambda_{\text{пр}} = \begin{cases} \lambda_0 \exp\left(\frac{r-r_0}{0,82}\right), & 0 \text{ км} < r-r_0 < 3,6 \text{ км}; \\ \lambda_1 \exp\left(\frac{r-r_0}{4,1}\right), & 3,6 \text{ км} < r-r_0 < 17,7 \text{ км}; \\ \lambda_2 \exp\left(\frac{r-r_0}{7,0}\right), & 17,7 \text{ км} < r-r_0 < 40 \text{ км}. \end{cases} \quad (2.15a)$$

Здесь $\lambda_1 = \lambda(3,6 \text{ км})$; $\lambda_2 = \lambda(17,7 \text{ км})$. На высотах 50–60 км воздух обладает хорошей проводимостью из-за проникающих сюда космических лучей. Этот слой принято называть «**электросферой**». Выше этого слоя находится «**ионосфера**», проводимость в которой связана в основном с жестким солнечным излучением (ультрафиолетовым и рентгеновским).

2.2. Природа и основные свойства глобальной электрической цепи

Во всей толще атмосферы происходят динамические процессы, связанные с заряженными частицами. Их значимость и характерные времена существенно зависят от высоты, т.е. от плотности атмосферы, от температуры, от наличия аэрозольных слоев и от высотной зависимости источников ионизации. Распределённый токовый контур, образованный высокопроводящими слоями ионосферы, верхнего слоя океана и земной коры, и атмосферой, проводимость которой ничтожно мала в пограничном слое и экспоненциально возрастает с высотой, называют **глобальной электрической цепью** (ГЭЦ).

Согласно концепции Вильсона [49^д, 50^д], основными источниками электродвижущей силы, поддерживающей потенциал ГЭЦ, служат кучево-дождевые и слоисто-дождевые облака, а зонами разрядки ГЭЦ – области «хорошей» погоды. Районы, где преобладает действие глобальных факторов над локальными, рассматриваются как зоны «хорошей» или ненарушенной погоды. В этих местах отсутствуют значительные концентрации аэрозолей и источники сильной ионизации. При преобладании локальных факторов (грозы, пылевые бури, облака, ветер силой более 6 м/с, дождь, пурга, метель, поземка и др.) говорят о зонах нарушенной погоды. Основные параметры, характеризующие ГЭЦ, приведены в табл. 2.1.

Концепция Вильсона получила фундаментальное подтверждение в конце 20-х годов XX века при сравнении суточной вариации атмосферного электрического поля над океанами, измеренной в условиях «хорошей» погоды (так называемая унитарная вариация или «кривая Карнеги» (рис. 2.2)), с суточной вариацией количества гроз на земном шаре. Обе зависимости имеют максимум при ~19–20 UT (время по Гринвичу) и минимум при ~4 UT. **Синхронные** для всех наблюдательных пунктов на Земле суточные или годовые вариации напряженности называются **унитарными**.

В настоящее время основными фактами, подтверждающими существование глобальной цепи, наряду с унитарной вариацией, считают: 1) постоянство плотности тока с высотой вплоть до высот в несколько десятков километров; 2) близкие значения разности потенциалов Земля – ионосфера, измеренной одновременно в точках, разнесённых на глобальные расстояния.

Таблица 2.1

Основные параметры ГЭЦ [2¹]

Название параметра	Значение
Число гроз, действующих одновременно	1500–2000
Токи над грозами:	
а) диапазон изменения величины	0,5–6,0 А
б) среднее значение	0,5–1,0 А
Глобальный ток	750–2000 А
Ионосферный потенциал:	
а) диапазон изменения величины	150–600 кВ
б) среднее значение	280 кВ
Сопротивление столба атмосферы:	
а) низкие широты (над уровнем моря)	$1,3 \cdot 10^{17}$ Ом/м
б) высокие широты (над уровнем моря)	$3,0 \cdot 10^{17}$ Ом/м
в) Тибет и плато Антарктиды	$2,0 \cdot 10^{16}$ Ом/м
Полное сопротивление с учетом влияния гор	230 Ом
Плотность тока:	
а) заселенные и индустриальные области	$1,0 \cdot 10^{-12}$ А/м ²
б) растительные поверхность и пустыни	$2,4 \cdot 10^{-12}$ А/м ²
в) станции Южного полюса	$2,5 \cdot 10^{-12}$ А/м ²
Градиент потенциала:	
а) экватор	120 В/м
б) широта 60°	125 В/м
в) Южный полюс	71 В/м
г) промышленные районы	300–500 В/м
Электропроводность атмосферы	
а) уровень моря	$\sim 10^{-14}$ См/м
б) тропопауза	$\sim 10^{-13}$ См/м
в) стратопауза	$\sim 10^{-10}$ См/м
г) ионосфера	
- педерсоновская проводимость	$\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ См/м
- параллельная проводимость	~ 10 См/м
Время релаксации электрического заряда	
а) 70 км	10^{-4} с
б) 18 км	4 с
в) 10 м	5–10 мин
г) проводящая земля	10^{-5} с

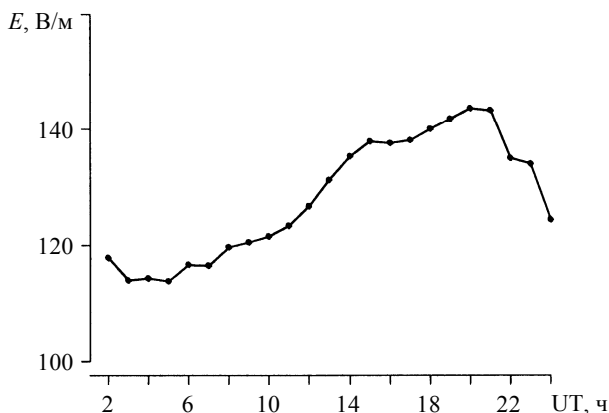


Рис. 2.2. Суточный ход часовых значений напряженности электрического поля над океанами (унитарная вариация, «кривая Карнеги») в условиях хорошей погоды [44^а]

Обращает на себя внимание диапазон горизонтальных и вертикальных пространственных масштабов ГЭЦ: от 10^{-9} до 10^8 м. Для глобальной электрической цепи характерен такой же огромный интервал временных масштабов: от 10^{-6} с до десятков лет. Такие интервалы пространственно-временных масштабов указывают на множество физических явлений, связанных с ГЭЦ.

Рассмотрим источники тока, которые текут к земной поверхности, чтобы поддержать её отрицательный заряд. Основными из них являются молнии. Они не уменьшают разность потенциалов Земля – ионосфера, а наоборот, снабжают Землю отрицательным зарядом. Именно грозы заряжают Землю в среднем током 1800 А. Далее происходит разрядка в районах с хорошей погодой. Оценено, что на Земле одновременно происходит около 1500–2000 гроз. Их и считают теми «батареями», которые закачивают электричество в верхние слои атмосферы и поддерживают потенциал ионосферы.

Наиболее активные в это время грозовые области находятся в Африке, Южной оконечности Азии, Южной и Центральной Америке и Океании. Примерно 0,0016 часть площади Земли ($700\,000\text{ км}^2$) одновременно подвергается влиянию грозовой деятельности. Территорию, занятую одной грозой, принято называть грозовым очагом. Под одной грозой понимается грозовая активность, возникающая в результате развития

одного грозового облака. Грозовое облако в среднем состоит из 8–10 ячеек протяженностью 2–9 км, находящихся на различных стадиях развития процесса накопления атмосферного электричества. Расстояние между ячейками достигает 1–5 км. Площадь одного грозового очага, по синоптическим данным, составляет примерно 10–200 км². Грозовые очаги, непрерывно перемещаясь, увеличиваются в размерах за некоторый интервал времени. Наиболее часто наблюдаемая скорость перемещения грозы равна 30–50 км/ч, но бывает и большая.

На суше грозовая деятельность отмечается преимущественно в летние месяцы, когда сильно развита конвекция и формируются так называемые внутримассовые грозы. Над океаном и у его побережий грозовые очаги образуются в основном на границах между теплыми и холодными воздушными течениями (фронтальные грозы). Они особенно часты зимой. Внутримассовые грозы преобладают в тропиках и горах, фронтальные – в районах с умеренным климатом.

Как уже отмечалось, по поверхности Земли грозовая деятельность распределена очень неравномерно. Число гроз уменьшается от экватора к полюсам, но на основную закономерность оказывают значительное влияние местные условия. Выше 82° с.ш. и ниже 60° ю.ш. грозы никогда не наблюдались. Не бывает гроз и в пустынях. При приближении к горам грозовая деятельность возрастает, но при подъеме выше 2,5 км начинает ослабевать, и выше 5,5 км грозы наблюдаются очень редко [1, 2, 14, 17].

В настоящее время наиболее точными методами изучения грозовой деятельности являются методы, развивающиеся в следующих направлениях. Первое направление использует импульсное электромагнитное сверхдлинноволновое излучение молниевых разрядов и основано на свойствах сверхнизкочастотных радиоволн, распространяющихся в волноводе Земля – ионосфера на большие расстояния (пассивный метод). Второе направление использует радиолокационные методы (активный метод). Третье направление регистрирует радио и оптическое излучение молниевых разрядов при помощи космических аппаратов.

Важнейшим достижением в области атмосферного электричества можно считать непрерывные (с 1995 г.) наблюдения числа молниевых вспышек с борта спутников Microlab-1 и TRMM. Карта планетарного распределения грозовых разрядов, полученная оптическими средствами из космоса за 10 декабря 2001 г., представлена на рис. 2.3 [44^л].

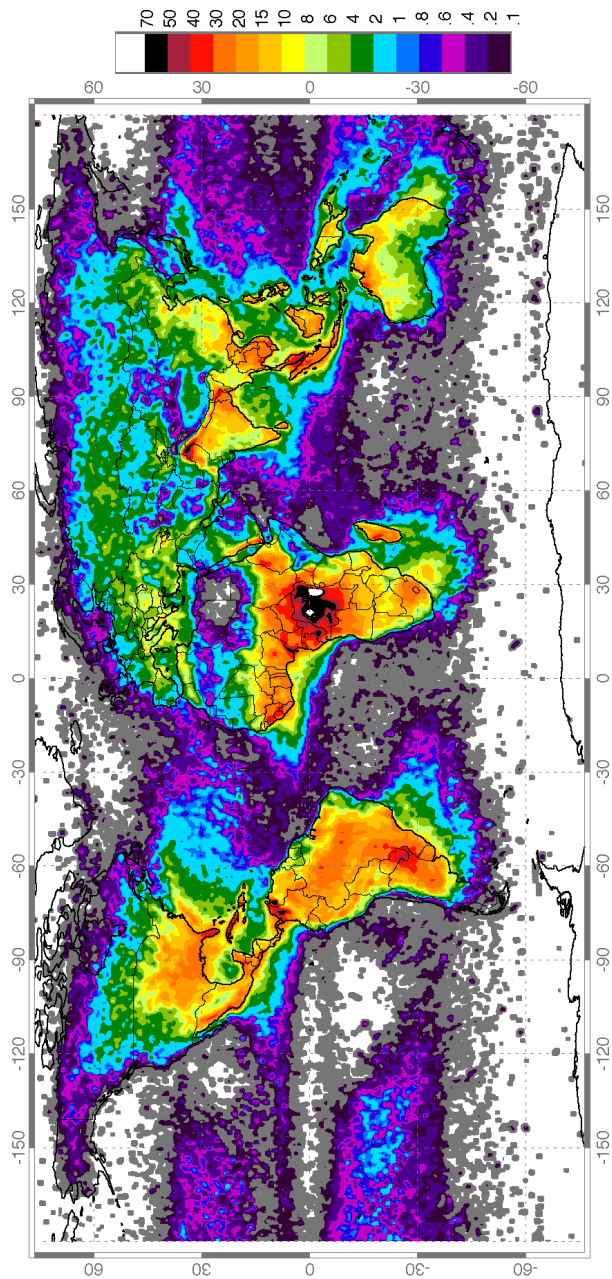


Рис. 2.3. Распределение молниевых всплесков по поверхности Земли.
Результат оптических наблюдений со спутников OGD и LIS [44^Д]

Анализ этих данных позволил дать количественную оценку относительного вклада в глобальную цепь различных областей максимальной грозовой активности: африканской (бассейн реки Конго), южно-американской (бассейн Амазонки) и находящейся в Юго-Восточной Азии, а также выявить интенсивные центры молниевой активности в более высоких широтах. Результаты исследований подтвердили, что молниевая активность африканского очага превалирует, но его вклад в унитарную вариацию не является максимальным, что связано с определяющей ролью квазистационарных токов, обусловленных как грозowymi, так и слоисто-дождевыми облаками.

Для основных мировых очагов в Главной геофизической обсерватории (ГГО) имени А.И. Воейкова получено количество грозowych разрядов $N[\text{год} \cdot 100 \text{ км}^2]^{-1}$, приходящихся на единицу площади 100 км^2 за 1 год (табл. 2.2).

Таблица 2.2

Число грозowych разрядов основных мировых очагов

Очаг грозовой активности	Число разрядов N
Центральная Африка, Юго-Восточная Азия, Зондские острова	5 400
Южная Америка	3 800
Центральная Америка, Карибское море	3 500
Кавказ	> 600
Украина, Молдавия, горная часть Средней Азии, Приморский край	400–600
Большая часть России	< 200

На территории Сибири количество грозowych разрядов по данным мировой сети локализации молний (World Wide Lightning Location Network, WWLLN), зарегистрированных на квадратном километре в период с 1 июня по 31 августа 2009 и 2010 гг., представлено на рис. 2.4 [14^а].

Анализ данных показал наличие двух областей с повышенной плотностью разрядов (в 10–100 раз выше окружающих территорий). Одна из них находится на Западно-Сибирской низменности (45–65° с.ш. и 60–87° в.д.), а вторая тянется вдоль меридиана от Большого и Малого Хингана до севера Станового хребта, а по параллели – с запада от Большого Хингана до южных отрогов Малого Хингана и

Бурецкого хребта на востоке. Максимальная активность западного очага приходится на июль, а в августе восточный грозовой очаг превосходит по активности западный.

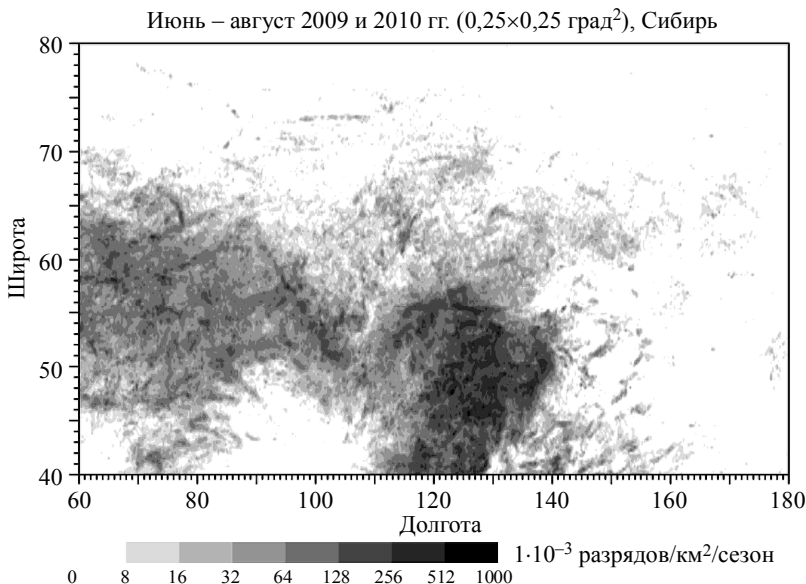


Рис. 2.4. Средняя плотность грозových разрядов за летний сезон (июнь – август) на территории Сибири [14^а]

При переходе от низких широт к высоким наблюдается последовательное уменьшение числа грозových разрядов. В июне и августе выше 54° с.ш. наблюдается плавный спад грозовой активности до 80° с.ш., где грозы крайне редки и точность их локализации очень мала из-за удаленности от пунктов наблюдения. В июле максимум гроз смещен в область более высоких широт, что связано с активностью очага на Западно-Сибирской равнине, где максимум грозовой активности приходится на широтную зону от 45° до 65° с. ш. С увеличением высоты местности до 200 м над уровнем моря наблюдается подъем молниевой активности, а с повышением местности до 3 км – плавный спад грозовой активности. На высотах выше 3 км зафиксирована минимальная гроззовая активность.

Помимо грозовых источников важный вклад в глобальную цепь вносят генераторы, обусловленные зарядкой частиц в дисперсных многофазных пылевых и аэрозольных потоках, в том числе связанных с вулканической и сейсмической активностью. Более подробное описание процессов электризации в мощных конвективных облаках приведено в следующей главе.

Наряду с генераторами, находящимися в нижней части атмосферы, существенный вклад в распределение потенциала и тока ГЭЦ дают ионосферные и магнитосферные генераторы, а также планетарный электрический генератор, обусловленный нетвердотельным характером вращения плазменной оболочки планеты. В связи с важной ролью источников, расположенных в верхней атмосфере, в понятие глобальной электрической цепи иногда включают ионосферные и магнитосферные токовые системы. В свою очередь, эти токовые системы находятся под воздействием процессов на Солнце – солнечной активности [11^д].

Электрическая энергия, генерируемая грозовыми облаками, а также мощными слоисто-дождевыми облаками, составляет в среднем $3 \cdot 10^{13} - 10^{14}$ Дж. Средняя скорость диссипации электрической энергии токами проводимости и молниевыми вспышками составляет $3 \cdot 10^{11} - 10^{12}$ Вт. Это соответствует времени жизни электрической энергии ~ 100 с. Приведённые оценки характеризуют глобальную цепь как наиболее динамичную из существующих геофизических систем с достаточно высоким запасом энергии.

2.3. Многолетние, годовые и суточные изменения атмосферно-электрических величин

Все элементы атмосферного электричества испытывают временные вариации различных масштабов. Рассмотрим вначале наиболее длительные из них. Среди природных систем, подверженных влиянию климатических изменений, ГЭЦ занимает уникальное место [2^д, 34^д, 46^д]. Во-первых, благодаря распределению проводимости с высотой глобальная цепь, усредняя разность потенциалов между Землёй и ионосферой, определяет ионосферный потенциал, величина которого зависит от уровня глобальной грозовой активности. Во-вторых, грозовые облака представляют собой экстремальное явление, а изучение климатических трендов таких погодных явлений вызывает особый интерес. В-третьих, существует ряд физических механизмов возможного влияния самих электрических явлений на климат.

Долговременные изменения напряженности поля и электропроводности на протяжении XX века представлены на рис. 2.5, *а* по ежемесячным данным напряженности поля на территории Великобритании (Eskdalemuir) для условий «хорошей» погоды, а на рис. 2.5, *б* для таких же условий С.-Петербурга и Северной Атлантики – электропроводности $[13^д, 27^д, 36^д, 37^д]$. В начале прошлого века типичные значения напряженности поля оказались больше $120\text{--}150\text{ В/м}^{-1}$, которые обычно регистрируются вблизи земной поверхности $[51^д]$. На протяжении всего периода значения напряженности поля и электропроводности уменьшались.

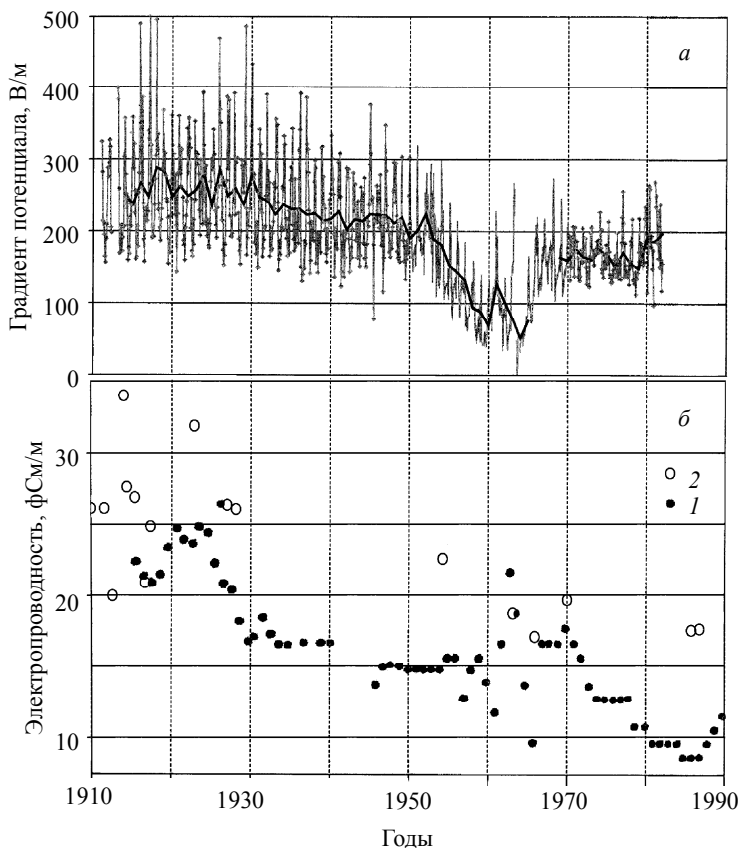


Рис. 2.5. Изменения напряженности поля и электропроводности с 1910 по 1990 г. $[13^д, 27^д, 36^д, 37^д]$

Начиная с 1950-х и до второй половины 1960-х годов ход напряженности поля и электропроводности был серьезно нарушен. Эти нарушения возникли от появления в атмосфере и на поверхности земли радиоактивных элементов, полученных в результате загрязнения атмосферы при испытаниях ядерного оружия. Связанное с этим увеличение электропроводности воздуха привело к уменьшению значений напряженности поля. К 1970 году напряженность поля восстановилась до значений, которые регистрировались до начала периода испытаний ядерного оружия, а электропроводность, после кратковременного восстановления, продолжила свое падение. Таким образом, существует общая тенденция к понижению электропроводности и над сушей, и над океанами. Поскольку механизм формирования проводимости над океанами отличается от аналогичного процесса над континентами отсутствием радиоактивности в поверхностном слое океана и локальных источников загрязнений, то следует предположить, что падение электропроводности является глобальным процессом, причина которого пока не выяснена.

Поскольку для зарождения грозового облака необходимым условием является наличие достаточно сильного восходящего потока теплого, влажного, ионизованного воздуха, содержащего аэрозольные частицы – потенциальные ядра конденсации, то должна существовать связь грозовой активности с основным ионизатором атмосферы – космическими лучами.

В результате многолетних наблюдений атмосфериков (радиосигналов, порождаемых молниевыми разрядами) установлено, что грозовая активность изменяется в противофазе с уровнем солнечной активности в 11-летнем солнечном цикле, т.е. в фазе с изменениями потока космических лучей. В периоды минимума солнечной активности поток космических лучей в атмосфере максимален и грозовая активность максимальна, а в периоды максимума солнечной активности наоборот.

На величину тока атмосфера – поверхность Земли влияет электропроводность атмосферы. Последняя определяется концентрацией легких ионов, которая, в свою очередь, пропорциональна потоку ГКЛ. Следовательно, должна существовать связь между атмосферным током I и потоком ГКЛ N в атмосфере. Такая зависимость представлена на рис. 2.6. Из этого рисунка видно, что величины N и I изменяются в фазе друг с другом, а коэффициент корреляции между этими величинами равен $r(N, I) = 0.66 \pm 0.14$.

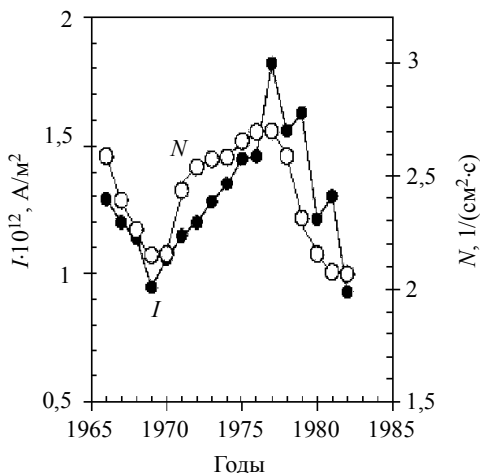


Рис. 2.6. Временные зависимости величины атмосферного тока I (темные кружки) и потока космических лучей N на средних широтах на $h \approx 22$ км (светлые кружки) [10^{11}]

Уменьшение плотности потока ГКЛ и тока проводимости I соответствуют периодам максимальной (1969–1970 и 1980–1982 гг.), а их синхронное увеличение — минимальной активности Солнца (1976–1977 гг.). Таким образом, рис. 2.6 подтверждает связь ГЭЦ с ГКЛ.

Поток галактических космических лучей, падающих на границу атмосферы, постепенно уменьшается. В течение XX века градиент потенциала у поверхности Земли также постепенно уменьшается (см. рис. 2.5). Этот факт свидетельствует о долговременном уменьшении грозовой активности.

Вариации сопротивления вертикального столба в верхней тропосфере и нижней стратосфере оказывают влияние на изменчивость глобальной электрической цепи в силу следующих причин [47^а]. Во-первых, появлением вблизи уровня тропопаузы и в нижней стратосфере аэрозолей, очень тонких перистых и полярных стратосферных облаков.

Такие облака уменьшают проводимость, поэтому изменение энергии ГКЛ приводит (см. выше) к зависимости глобальной цепи от модуляции солнечной активностью энергетического спектра ГКЛ. Второй эффект объясняется появлением в стратосфере слоя сверхтонкого аэрозоля с H_2SO_4/H_2O , который переносится стратосферной циркуляцией в сред-

ние и высокие широты из низкоширотной атмосферы. Присутствие жидких аэрозольных частиц $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}$ на высотах 5–10 км выше тропопавзы и их сильное увеличение после вулканических извержений снижает проводимость верхней атмосферы средних и высоких широт и также способствует увеличению сопротивления.

В годовом цикле напряженности электрического поля в средних широтах Северного полушария регистрируется один максимум. Данные показали, что в зимнее время амплитуда колебаний достигает наибольшего значения. Причем здесь выявлено, что градиент потенциала повышается в конце осени и зимой, а затем резко падает весной.

Этот результат согласуется со средним временем появления и схода снежного покрова. Его можно объяснить, если предположить, что главную роль в формировании атмосферного электричества играет естественная радиация (гипотеза Эберета) [29^а]. Это наглядно видно из рис. 2.7, где представлен график среднего годового хода градиента потенциала V' и средней высоты снежного покрова h (данные наблюдений в Воейково).

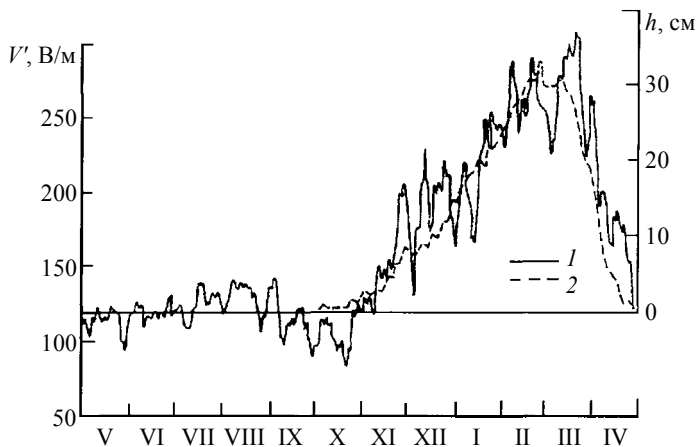


Рис. 2.7. Годовой ход средних значений градиента потенциала (1) и высоты снежного покрова (2) по наблюдениям в Воейково [18^а]

Амплитуда годовых колебаний уменьшается от средних широт к более низким и к более высоким широтам. В тропических широтах наблюдается преимущественно полугодовая периодичность с двумя максимумами и двумя минимумами. В южном полушарии наименьшие и

наибольшие значения, но с меньшей амплитудой наблюдаются в те же месяцы, что и в Северном полушарии. Таким образом, в течение года изменения напряженности поля происходят одинаково для всей Земли.

Суточные вариации напряженности электрического поля (или градиента потенциала) на уровне Земли распадаются на два типа в зависимости от места наблюдений и сезона года (рис. 2.8):

1. Суточная вариация над океанами, почти неизменная в течение года, получившая название унитарной вариации, с максимумом примерно в 18 UT (UT – **universal time**, это время нулевого или Гринвичского меридиана), а минимумом – в 4 UT. Такой же по форме ход регистрируется в полярных областях, повсюду на некоторой высоте над земной поверхностью и нередко в зимние месяцы у земной поверхности в средних и высоких широтах.

2. Вблизи земной поверхности над сушей суточный ход имеет более сложный характер. Для большинства территорий наблюдаются колебания с двумя максимумами и двумя минимумами. Анализ особенностей суточного хода показал, что появление второго максимума и второго минимума обусловлено возрастанием или уменьшением объёмного заряда и изменениями электропроводности в приземном слое под воздействием изменяющихся местных условий.

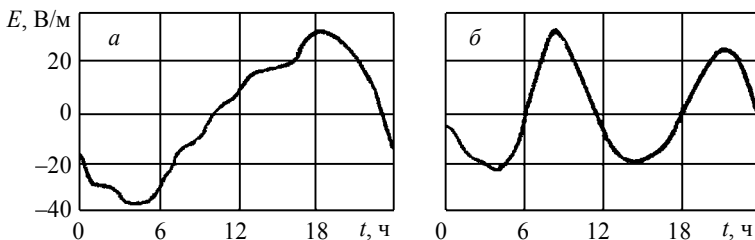


Рис. 2.8. Суточные вариации градиента потенциала

На основании наблюдений в различных местах средняя концентрация легких ионов вблизи земной поверхности приблизительно равно $(4-5) \cdot 10^8$ пар ионов/м³. Число положительных ионов n_+ в большинстве случаев несколько больше числа отрицательных ионов: $n_+/n_- = 1,1-1,2$. Поскольку проводимость атмосферы определяется в основном легкими ионами, то отношение полярных электропроводностей также больше единицы $\lambda_+/\lambda_- > 1$. Значения n и λ в отдельных

пунктах могут существенно отличаться от средних величин, которые приведены в табл. 2.3.

Таблица 2.3

Число легких ионов и электропроводность у поверхности земли

Регион	Количество легких ионов, $n/\text{м}^3$	Электропроводность, фСм/м	Суточные вариации
Большие города	$1,5 \cdot 10^8$	5	Большие
Малые города	$2,5 \cdot 10^8$	10	Средние
Сельская местность	$5 \cdot 10^8$	20	Малые
Океаны	$6 \cdot 10^8$	24	Почти нет

В большинстве пунктов наблюдений для легких ионов и проводимости наблюдается суточный ход с основным максимумом поздно ночью и ранним утром и минимумом в предполуденные часы. Появление утреннего максимума n связано с наибольшей чистотой воздуха. Такой суточный ход типичен для районов с низким содержанием аэрозольных частиц. При увеличении содержания аэрозоля в воздухе возможно появление второго максимума в послеполуденные часы и минимума в вечерние часы. Над океанами суточные изменения концентрации легких ионов весьма невелики.

Годовой ход концентрации легких ионов определяется местными условиями и состоянием атмосферы. В ряде пунктов наибольшие значения n наблюдаются летом, а наименьшие – зимой. Проводимость, концентрация ионов и их подвижность в значительной мере зависят от промышленных выбросов и метеорологических условий. Это иллюстрируется рис. 2.9, на котором представлен график годового хода электропроводности в промышленном районе Великобритании (Kew) за 12 лет.

Низкие значения проводимости и концентрации легких ионов наблюдаются во время мглы и туманов. Одновременно с уменьшением дальности видимости падает концентрация легких ионов и проводимость и одновременно растет число тяжелых ионов.

Потенциал атмосферы возрастает с высотой, но при этом градиент потенциала, т.е. напряженность электрического поля, очень быстро убывает. Это убывание поля объясняется увеличением с высотой числа легких ионов. Основными факторами, определяющими увеличение числа легких ионов, являются интенсивность ионизации и подвижность ионов. Интенсивность ионизации до высоты около 3 км убывает из-за

уменьшения влияния радиоактивности почвы и воздуха с высотой; выше она начинает возрастать с ростом эффективности действия космических лучей при увеличении высоты.

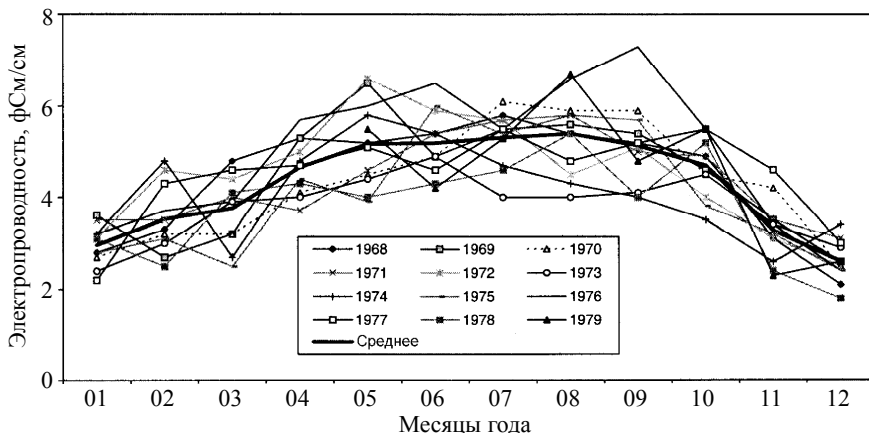


Рис. 2.9. Годовой ход электропроводности в промышленном районе [32^а, 35^а]

Особенно резко напряженность электрического поля уменьшается с высотой в непосредственной близости к земной поверхности. Плавное уменьшение напряженности поля и увеличение электропроводности часто нарушается влиянием объемных зарядов образом облаков, пылевого или вулканического аэрозоля, наличием слоев с пониженной проводимостью и т.д. Несмотря на указанные факторы, потенциал атмосферы ϕ меняется сравнительно слабо [42^а]. Иллюстрацией вышесказанному являются практически одинаковые значения ϕ , вычисленные из измерений высотных зависимостей E в Австралии (Darwin) и США (Weston), которые приведены на рис. 2.10, а. На рис. 2.10, б представлен высотный профиль электропроводности, полученный во время пыльной бури над Сахарой. Измерения показали, что существование слоя пылевого аэрозоля приводит к падению λ в несколько раз на высотах от 2 до 4 км.

Основные формулы для атмосферного электричества наиболее просто получить для условий «хорошей» погоды. В этом случае физические условия считаются неизменными, и, следовательно, можно применить принцип квазистатики. Перенос зарядов целиком обусловлен токами проводимости. Это обеспечивает выполнимость закона Ома.

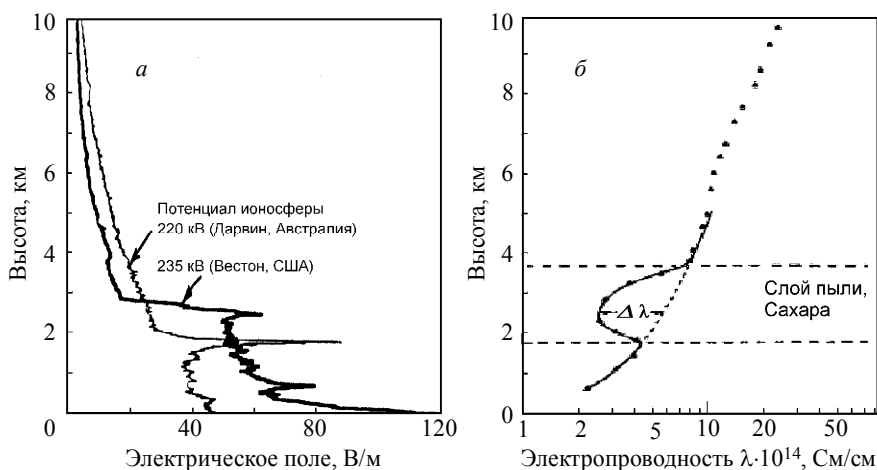


Рис. 2.10. Зависимости напряженности поля (а) и электропроводности (б) от высоты; цифры у кривых – потенциал атмосферы в месте измерения [44^а]

Пусть V – разность потенциалов между электросферой и Землей, а R_c – сопротивление атмосферного столба от Земли до электросферы с поперечным сечением 1 м^2 . Тогда плотность тока разряда шарового конденсатора

$$j_p = \frac{V}{R_c} \quad (2.16)$$

или
$$j_p = \lambda_{\text{пр}} E, \quad (2.17)$$

откуда следует
$$\frac{V}{R_c} = \lambda_{\text{пр}} E. \quad (2.18)$$

Взаимосвязь вариаций электрического поля атмосферы с другими характеристиками в общем случае можно записать в следующем виде:

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{V} \frac{dV}{dt} - \frac{1}{R} \frac{dR}{dt} - \frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda_{\text{пр}}}{dt}. \quad (2.19)$$

Первый член определяет унитарную вариацию электрического поля Земли, обусловленную преимущественно грозовой активностью. Второй и третий члены вносят вклад в суточный ход.

Исходя из (2.18), изменения напряженности поля E у поверхности Земли могут быть приписаны одному из следующих трех факторов или их комбинаций:

1. При $R = \text{const}$ и $\lambda_{\text{пр}} = \text{const}$ изменения E связаны с изменениями V . Такие изменения должны отличаться на всех станциях земного шара. При этом комбинация плотности тока следуют за колебаниями потенциала.

2. При $V = \text{const}$ и $\lambda_{\text{пр}} = \text{const}$ изменения E связаны с изменениями R . Обычно измерения R связаны с прохождением облачных систем, фронтов, с появлением больших зон загрязненности атмосферы.

3. При $V = \text{const}$ и $R = \text{const}$ изменения E связаны с локальными изменениями $\lambda_{\text{пр}}$.

Независимые измерения E и $\lambda_{\text{пр}}$ позволяют выявить природу тех или иных вариаций. Многочисленные исследования показали, что знак и величина электрического поля атмосферы обусловлены множеством взаимосвязанных природных явлений и факторов, таких, как фазовая активность, изменчивость аэрозоля, активность Солнца, интенсивность космических лучей и естественной радиактивности, выпадение дождя, грозы и другие метеорологические явления.

2.4. Нестационарные вариации электрических величин в атмосфере

Протекание электрических процессов в приземном слое заметно отличается от таковых в верхних слоях атмосферы. Нарушение однородности электрических условий вблизи одного из электродов называют **электродным эффектом**. В случае атмосферного электричества таковым считают поверхность земли. Электродный эффект проявляется как при хорошей погоде, так и в условиях нарушенной погоды.

Допустим, что между двумя электродами находится объем со спокойным состоянием воздуха и генерация ионов в нем происходит равномерно. Если подать на электроды разность потенциалов, то, на первый взгляд, однородность электрических условий в объеме должна сохраняться. Однако это не так.

Выберем объем, который, с одной стороны, ограничен отрицательным электродом, а с другой – простирается в центральную зону между электродами. В выбранный объем поступают положительные ионы из центральной зоны, а далее уходят из него на отрицательный электрод.

В начальный момент, когда напряженность поля между электродами и распределение ионов однородны, потоки положительных ионов, поступающие в объем и уходящие из него, равны. Отрицательные ионы также покидают рассматриваемый объем. Только уходят они в центральную зону. Дополнительных отрицательных ионов, поступающих в объем, нет, кроме только тех ионов, которые образуются на самом отрицательном электроде. В результате в объеме появляется недостаток отрицательных ионов и образуется положительный объемный заряд. Это приводит к перераспределению напряженности электрического поля, при котором значение E уменьшается вблизи электрода и возрастает по направлению к центральной зоне. В конце концов, достигается квазистатическое состояние, при котором во всех поперечных сечениях напряженность и распределение ионов неоднородно.

Электродный эффект проявляется по-разному: в изменении напряженности, в образовании объемных зарядов или недостатка ионов со знаком, противоположным знаку градиента потенциала.

Будем считать, что электродный эффект состоит в том, что под действием напряженности поля на отрицательно заряженную поверхность Земли переносятся только положительно заряженные ионы. Вблизи земной поверхности поток этих ионов не компенсируется встречным потоком отрицательных ионов и накапливается объемный положительный заряд. Высота такого слоя при хорошей погоде составляет несколько метров. На таких высотах величина E под влиянием этих локальных процессов может даже увеличиваться. В условиях хорошей погоды и при отсутствии турбулентности классический электродный эффект приводит к возникновению квазистатического состояния. Эффект значительно усложняется при турбулентной диффузии и наличии тяжелых ионов. Типичный пример распределения ионов и напряженности поля в электродном слое приведен на рис. 2.11.

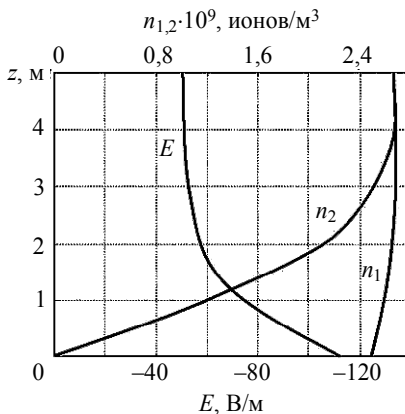


Рис. 2.11. Классический электродный эффект [19^а]

Согласованные колебания напряжённости поля E и полярных электропроводностей $\lambda_{\pm}$ при значительном (более 100 В/м) увеличении (уменьшении) напряжённости поля являются достаточно распространенным явлением. Синхронные изменения E и $\lambda_{\pm}$ в различных метеорологических условиях иллюстрируются рис. 2.12.

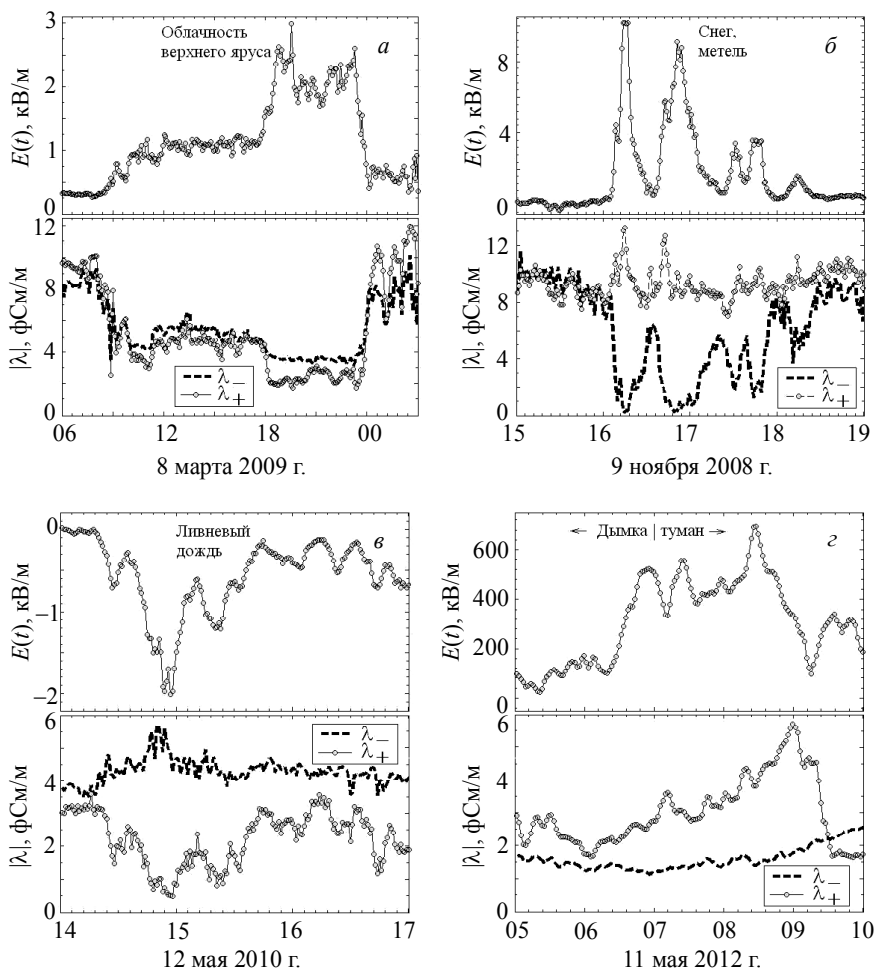


Рис. 2.12. Согласованные изменения напряжённости электрического поля и полярной электропроводности в различных метеорологических условиях

На рис. 2.12, *а* приведен один из случаев синхронного изменения напряженности и полярных электропроводностей. В это время облачный покров был представлен только облаками верхнего яруса (Ci и Cs), облачность нижнего и среднего яруса отсутствовала. Во время метелей, выпадения осадков в виде ливневого снега регистрируются как возрастание напряженности электрического поля, так и его уменьшение.

Например, на рис. 2.12, *б* показано, что при увеличении E наблюдается уменьшение λ_- при практически не изменяющемся λ_+ . В это время общая облачность была 9–10 баллов, облачность нижнего яруса была представлена Cb и St fr, среднего яруса – Ac, верхнего яруса – Cs, Ci и Cs.

Во время выпадения ливневых осадков в виде дождя (рис. 2.12, *в*) наблюдаются значительные отрицательные вариации E . Одновременно произошло падение λ_+ , значение λ_- возросло незначительно. Облачность над пунктом наблюдения соответствовала предыдущему случаю (рис. 2.12, *б*). В ряде случаев при появлении дымки и тумана величина напряженности поля возрастает. Это возрастание сопровождается изменением электропроводности. На рис. 2.12, *г* показано, что возрастание E приводит к плавному увеличению λ_+ при слабо изменяющемся λ_- .

Наиболее часто согласованные колебания E и $\lambda_{\pm}$ наблюдаются во время прохождения над пунктом наблюдения мощной конвективной облачности, включая кучево-дождевую облачность.

В периоды грозы при резких изменениях напряженности электрического поля проводимость в электродном слое за счёт изменения числа положительных или отрицательных ионов как резко возрастает, так и падает практически до нуля [12^л]. Пример таких изменений $\lambda_{\pm}$ и E приведён на рис. 2.13.

Примерный частотный спектр флуктуаций напряженности электрического поля в атмосфере, построенный В.В. Смирновым (Институт экспериментальной метеорологии) по данным различных авторов, показан на рис. 2.14.

Линии электропередач, как показано на рис. 2.14, изменяют напряженность электрического поля в области более высоких частот вследствие эффектов коронирования элементов ЛЭП. При наличии положительной короны создаются флуктуации напряженности поля частотой порядка 10 мГц и амплитудой, зависящей от тока короны. На расстояниях порядка нескольких сотен метров от источника короны напряженность может достигать 0,1–1 мВ/м при токах короны 0,1–1 мА.

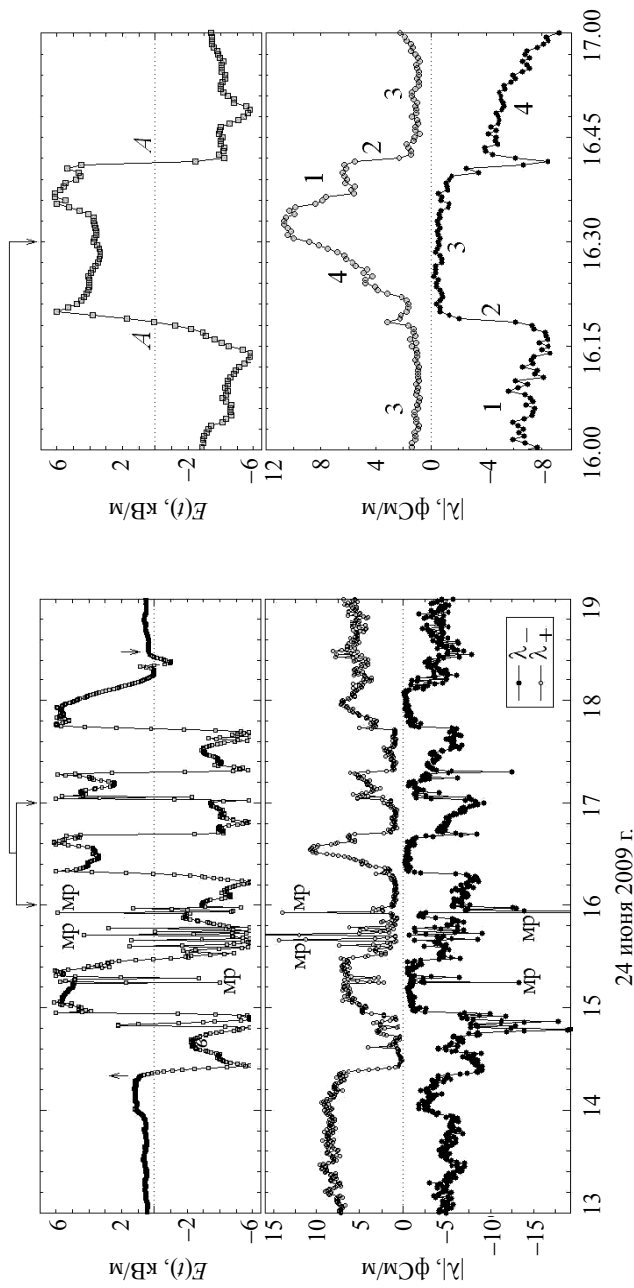


Рис. 2.13. Изменения напряжённости электрического поля E и полярных электропроводностей $\lambda_{\pm}$ во время грозы. Начало и окончание грозы указано стрелками; mr – молниевый разряд; цифры – основные фазы поведения электропроводности; A – моменты смены знака напряжённости поля

ЛЭП являются источником и низкочастотных гармоник излучений. Считается, что этот механизм может являться одним из главных стимуляторов эмиссий сверхнизких частот в магнитосфере. Наибольшая их интенсивность проявляется в светлое время суток в областях над промышленными районами Европы и Северной Америки, то есть коррелирует с максимумами потребления электроэнергии. Максимум частоты эмиссии сверхнизких частот совпадает с частотами инициирующего сигнала: в Европе – 50 Гц, в

Северной Америке – 60 Гц. Подобным образом стимулированные сверхнизкие частотные эмиссии приводят к локальному увеличению выпадения высокоэнергетических электронов, попадающих затем в страто- и тропосферу и изменяющих их электрическое состояние.

Электрическое поле искажается также вблизи одиночных высоких сооружений, установок, где протекают реакции горения и распыления, и особенно в зоне выбросов из труб промышленных предприятий, имеющих электрофилтры. Последний случай наиболее интересен, так как приводит к искажению электрического поля хорошей погоды на площади в несколько десятков квадратных километров. Вблизи шлейфа заводской трубы высотой 120 м при средней скорости ветра около 3 м/с напряженность электрического поля на расстоянии до 200 м достигает 6 кВ/м, а на расстоянии 3 км – 3–4 кВ/м. При таких напряженностях может идти достаточно интенсивное коронирование с растительного покрова Земли и заостренных предметов. Это, в свою очередь, может стимулировать образование в зоне действия повышенных электрических полей окислов SO_2 и NO_x .

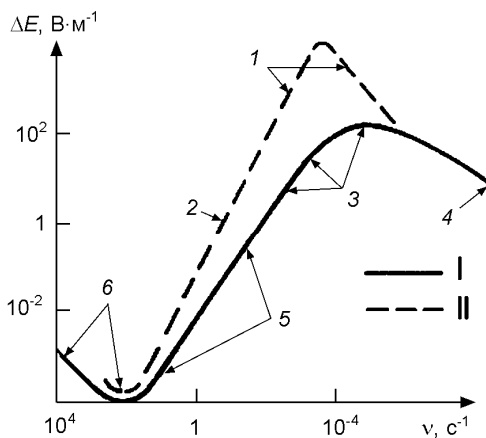


Рис. 2.14. Частотный спектр флуктуаций электрического поля атмосферы в отсутствие (I) и при наличии (II) облачности: 1 – грозы, 2 – осадки, 3 – аэрозоль, 4 – солнце, 5 – космические ливни, 6 – ЛЭП

Статические электрические поля при воздействии на атмосферу аэрозольных выбросов естественного или антропогенного происхождения характеризуются большой амплитудой пространственно-временной изменчивости. На рис. 2.15, *a* показан пример временной изменчивости напряженности электрического поля, наблюдаемого вблизи промышленного предприятия в течение двух дней. На второй день измерения проводились с подветренной стороны предприятия, и, как следует из приведенного рисунка, в рабочее время наблюдаются вариации напряженности, существенно превышающие изменения средней напряженности во вне рабочее время.

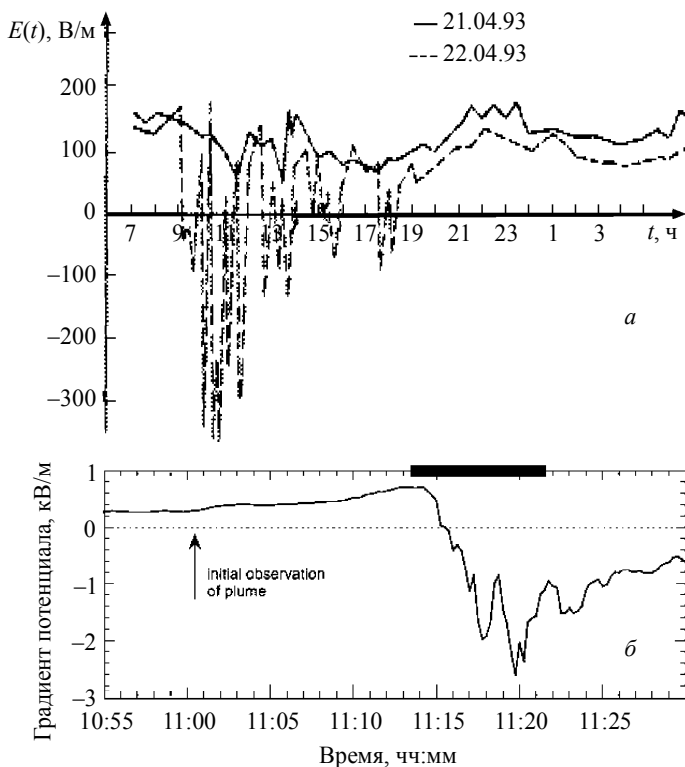


Рис. 2.15. Изменения напряженности электростатического поля: *a* – вблизи промышленного предприятия г. Томска; *б* – во время прохождения облака вулканического пепла над пунктом наблюдения [44^а]

На рис. 2.15, б приведены вариации напряженности поля во время вулканического извержения. Здесь стрелкой указан момент извержения, а полоской вверху – временной интервал прохождения облака вулканического пепла над пунктом наблюдения.

Деятельность человека влияет на изменчивость электрических полей в атмосфере главным образом через изменения содержания аэрозолей и искусственного объемного заряда вблизи промышленных установок и мощных линий электропередач (ЛЭП). Таким образом, состояние электрического поля в атмосфере, и особенно в приземном ее слое, может явиться эффективным индикатором различного рода природных и промышленных загрязнений.

Короткопериодические флуктуации с периодами меньше суток являются следствием влияния не только процессов в космическом пространстве и верхних слоях атмосферы, но и местных локальных источников. К таким флуктуациям приводят, например, воздушные массы, проводимость которых отличается от проводимости окружающей среды. Очевидным является то, что они могут быть вызваны произвольно расположенными объемными зарядами в атмосфере при развитой турбулентности.

Важным фактором, приводящим к короткопериодическим флуктуациям, является облачность.

На рис. 2.16 по данным измерений в г. Томске с апреля по август 2006 г. показано, что увеличение облачного покрова приводит к увеличению амплитуд в спектре вариаций напряженности поля в диапазоне периодов T_j от 1 до 100 мин. Возрастание количества общей облачности с 0–2 до 3–5 баллов приводит к сдвигу вверх всего спектра вариаций $\bar{S}_E(T_j)$. При дальнейшем увеличении балла облачности, помимо общего увеличения энергии, в спектре вариаций появляются составляющие, амплитуда которых превосходит средний уровень на 10–20 дБ.

Взаимодействие горизонтальной компоненты ветра с подстилающей земной поверхностью приводит к формированию приземного слоя с высотой порядка 10–100 м и пограничного слоя с толщиной порядка 1 км [1]. Гидродинамические течения в приземном слое обычно характеризуются большими числами Рейнольдса, поэтому они находятся, как правило, в турбулентном состоянии. Нагрев земной поверхности солнечным излучением приводит к возникновению конвекции, которая также имеет турбулентный характер.

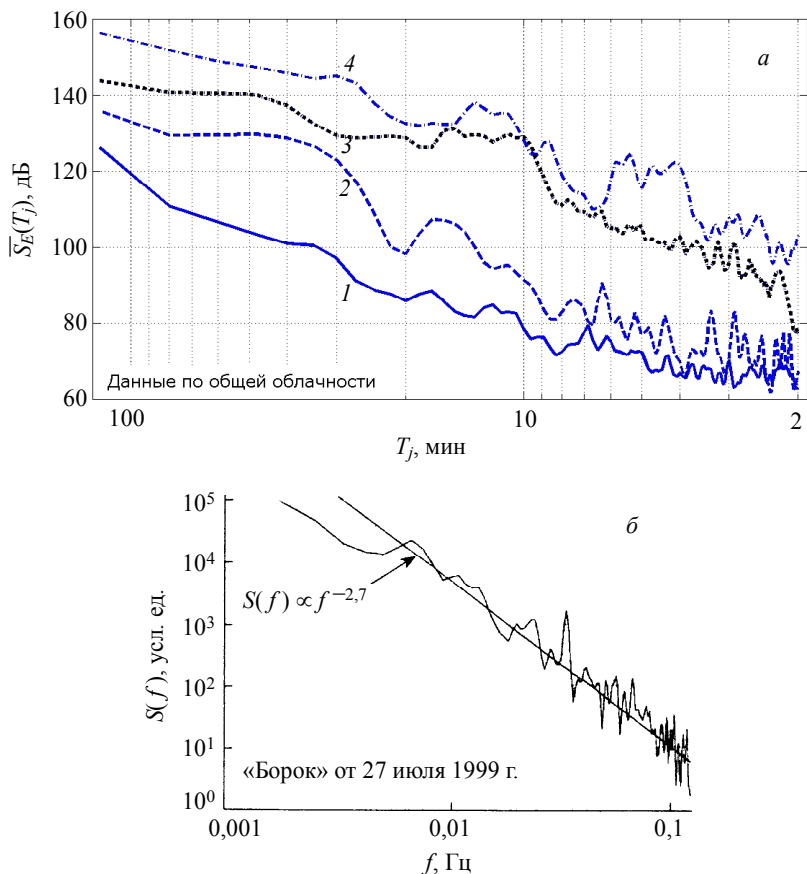


Рис. 2.16. Спектры вариаций напряженности поля: *a* – в зависимости от балла облачности в полосе периодов 1–100 мин, кр. 1–4 – облачность 0–2, 3–5, 6–8, 9–10 и 12 баллов соответственно; *б* – спектр турбулентных пульсаций в полосе периодов 10–1000 с (0,1–0,001 Гц) [3^а]

С турбулентными движениями приземной атмосферы связаны вариации напряженности электрического поля с периодами менее 10–20 мин. Турбулентное перемешивание приводит к изменению электрического состояния приземного слоя атмосферы: меняются распределения электрической проводимости, напряженности электрического поля, плотности электрического тока и объемного электрического заряда. При этом

неоднократно регистрируются аэроэлектрические структуры (АЭЛС), состоящие из набора турбулентных вихрей с захваченными электрическими зарядами и имеющие горизонтальные размеры от сотен метров до километров [3^d , 28^d]. Вертикальный размер этих структур определяется обычно высотой приземного слоя. Спектр таких флуктуаций имеет самоподобный степенной характер с показателем наклона спектра от $-2,2$ до $-3,5$. Типичный пример спектра приведен на рис. 2.16, б [3^d , 28^d].

При развитии турбулентности одновременно с изменением электрического состояния приземного слоя изменяется и его оптическое состояние. Появление турбулентных вихрей различных масштабов приводит к появлению соответствующих флуктуаций диэлектрической проницаемости в оптическом диапазоне, а следовательно, к фазовым и амплитудным искажениям электромагнитных волн этого диапазона, появлению рассеянной компоненты электромагнитного излучения.

Глава 3

ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Сложные электрические процессы, протекающие в окружающей среде, в подавляющем числе случаев сопровождаются оптическими явлениями, в первую очередь к которым относятся явления в грозовых и мощных конвективных облаках. Все эти явления начинаются с очень простого, с одной стороны, и весьма сложного – с другой, процесса зарядки отдельных частиц в микрообъемах воздуха. Наиболее ярко эти процессы выражены в конвективных облаках.

3.1. Разделение зарядов в мощных конвективных облаках

Грозовые облака по сравнению с негрозовыми покрывают примерно в 300 раз меньшую площадь. Однако, в отличие от негрозовых облаков, они являются самыми водонасыщенными и имеют наибольшую вертикальную протяженность. Как было указано выше, по земному шару грозовые облака распределены крайне неравномерно. Основная их часть (~75 %) наблюдается в тропиках (от 30° ю.ш. до 30° с.ш.). В более высоких широтах такие облака наблюдаются, в основном, в летнее время и в районах предгорий.

Наличие конвекции является одним из важнейших условий превращения кучевых облаков в грозовые. По своему происхождению грозы разделяются на внутримассовые, связанные с конвекцией при сильном нагреве подстилающей поверхности, и фронтальные, обусловленные вытеснением вверх теплого воздуха холодным. Внутримассовые грозы связаны с размытыми барическими полями, теплыми секторами циклонов и западными окраинами антициклонов, а также со слабовыраженными циклонами. Холодные фронты и фронты окклюзий являются основными источниками фронтальных гроз. Фронт окклюзии образуется при смыкании холодного и теплого атмосферных фронтов.

Грозовая активность усиливается во время извержений вулканов и землетрясений. Обнаружено усиление грозовой активности в районах расположения атомных электростанций и в присутствии радиоактивных облаков.

Носителями зарядов в грозовом облаке являются гидрометеоры (мелкие облачные капли и ледяные частицы, капли дождя, крупа, градины). В облачном воздухе содержатся также легкие ионы, от концентрации которых зависит его проводимость, однако их вклад в объемный заряд облака невелик. Рассмотрим процесс разделения зарядов в грозовых облаках более подробно.

В результате микрофизических процессов столкновения и отскока, слияния и разрушения частиц разных размеров, изменения химического состава и фазового состояния происходит их заряджение таким образом, что крупные частицы приобретают преимущественно отрицательный заряд, а мелкие – положительный. Далее вступает в действие механизм гравитационного разделения зарядов. Мелкие положительно заряженные частицы восходящими потоками увлекаются в верхнюю часть облака, а крупные, отрицательно заряженные, преодолевая восходящий поток, перемещаются вниз. Основные стадии развития конвективной ячейки грозового облака показаны на рис. 3.1.

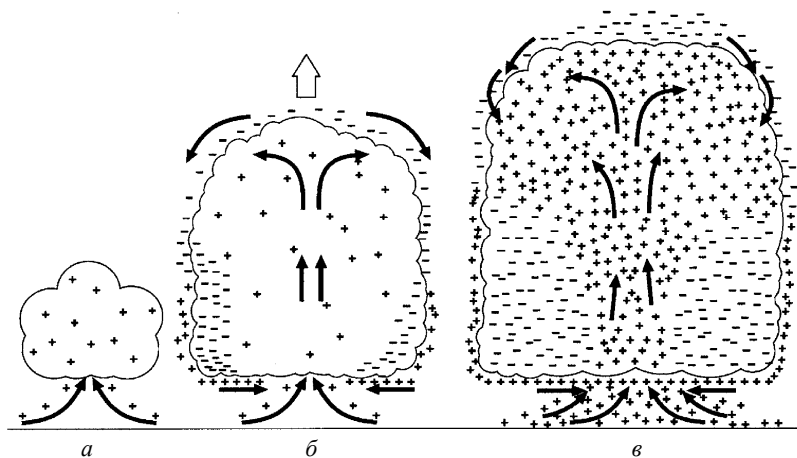


Рис. 3.1. Последовательность пространственного разделения зарядов при превращении кучевого облака в грозовое. Стрелками указаны восходящие и нисходящие потоки [44^а, 45^а]

На начальном этапе за счет конвективного механизма мелкие частицы, несущие положительный объёмный заряд, попадают в облако. Этот объёмный заряд экранируется крупными отрицательными частицами на внешней границе облака, которые перемещаются вниз под действием силы тяжести. Накопление отрицательного заряда в нижней части облака увеличивает напряженность электрического поля и создает условия для коронирования положительных зарядов от наземных объектов, которые восходящими потоками переносятся в облако. Со времен К.Т. Вильсона считается, что в нижней части грозового облака содержится, помимо мощного отрицательного заряда, небольшой положительный объёмный заряд, а само облако является трехполюсным.

Типичный грозовой источник представляет собой совокупность отдельных грозовых ячеек, каждая из которых является отдельной системой восходящих воздушных потоков со своими электрическими процессами. Как правило, грозовое облако состоит в среднем из 5–10 конвективных ячеек, размер которых составляет 2–8 км и которые, находясь на различных этапах процесса накопления атмосферного электричества. В стадии зрелости с точки зрения развития электрических характеристик облака каждая ячейка находится в течение времени ~20 мин. Типичная продолжительность грозы лежит в интервале 1–2 ч. Расстояния между отдельными ячейками достигают 1–5 км. По различным оценкам площадь одного грозового очага лежит в интервале 10–200 км². Скорость перемещения грозового облака составляет 30–50 км/ч.

По мере накопления экспериментальных данных стала очевидной необходимость учёта ряда новых фактов. Баллонные измерения электрической структуры развитых грозовых облаков показали наличие в них сложной многослойной электрической структуры. Во многих случаях фронтальные грозы являются не единичными грозовыми облаками, а представляют собой мощные, связанные между собой конвективные образования. Такие образования простираются до высоты 15–18 км, их горизонтальная протяженность составляет от сотен до тысяч километров, а время жизни лежит в пределах от единиц до десятков часов.

По внутренней структуре эти образования подразделяют на мезомасштабные конвективные системы (МКС) и мезомасштабные конвективные комплексы (МКК). Отличительной чертой первых является организованная многослойная электрическая структура, тогда как МКК представляют собой группы (кластеры) отдельных мощных конвективных облаков.

Схема вертикального сечения МКС в направлении ее движения представлена на рис. 3.2 [2, 14, 44^d, 45^d]. В передней части системы находится восходящий конвективный поток. Он формируется по схеме, характерной для мультячейковых конвективных облаков. Мультячейковое облако состоит из конвективных ячеек, находящихся на разных этапах своего развития. На переднем крае МКС зарождаются новые ячейки, предшествующие им ячейки находятся на зрелой стадии развития, а старые ячейки разрушаются. Переход зрелых ячеек в стадию разрушения сопровождается формированием зоны интенсивных конвективных ливней. Нисходящие потоки холодного воздуха, связанные с ливневыми осадками, приводят к образованию локальных шквалов.

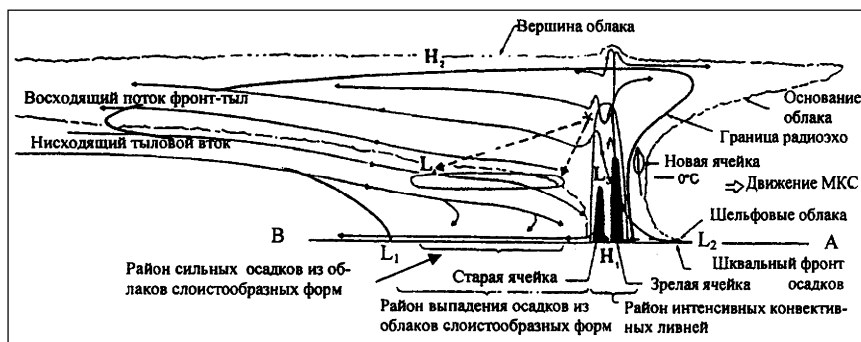


Рис. 3.2. Вертикальное сечение МКС в направлении её движения [45^d]

Характерной чертой МКС является наличие квазистационарной стадии: непрерывное формирование новых грозовых ячеек в передней части и их разрушение в тыловой. В МКС образуются наковальня в передней части и купол над центральной частью восходящего потока. Особенностью МКС является то, что часть восходящего потока уходит в тыл системы, образуя там простирающиеся на десятки – сотни километров слоистые облака. Вертикальная мощность этих облаков уменьшается по мере удаления от конвективного ядра. С этими облаками связано выпадение интенсивных осадков.

На основании результатов наблюдений различных авторов, можно предположить, что верхняя часть конвективного ядра, включая купол и наковальню, несет положительный заряд, а зона ливневых осадков – отрицательный. На рис. 3.3 приведена структура объёмных зарядов в зре-

лом грозовом облаке. В развитых грозовых облаках наблюдается многослойная структура поля зарядов, количество которых изменяется от четырех до шести-восьми чередующихся по знаку слоев. В слоистообразной облачности объемная плотность положительных зарядов в разных слоях составляла от 0,2 до 3 нКл/м³, а отрицательного – от –0,5 до –2,5 нКл/м³. Максимальная напряженность поля может достигать значений до $4 \cdot 10^5$ В/м. Согласно литературным данным, суммарный заряд зоны слоистообразных облаков МКС достигает $2 \cdot 10^4$ Кл, что на два порядка больше заряда отдельного грозового облака.

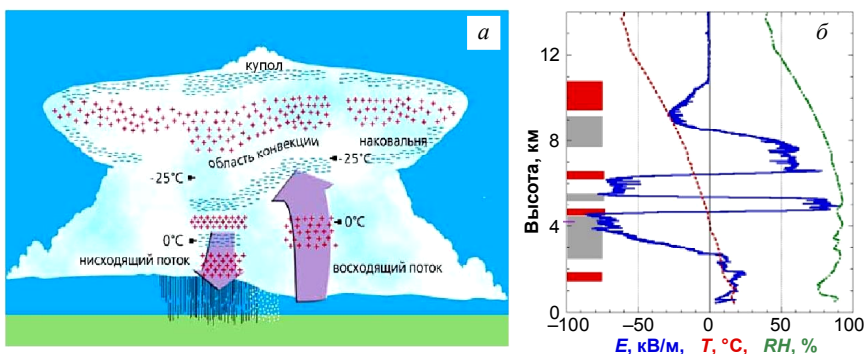


Рис. 3.3. Структура объёмных зарядов в грозовом облаке: *а* – разрез зрелого грозового облака, построенный на основе серии баллонных зондирований; *б* – вертикальные профили напряженности электрического поля E (синяя сплошная кривая), температуры T (красная штриховая кривая), относительной влажности RH (зеленая пунктирная кривая), красные и серые прямоугольники – положительные и отрицательные объёмные заряды [44^а, 45^а]

3.2. Электризация вулканических выбросов

Самая высокая интенсивность процессов разделения электрических зарядов наблюдается в сухих газопепловых облаках над вулканами. При вулканических извержениях регистрируются ежесекундные крупные молнии, гораздо более частые мелкие искровые разряды, интенсивный и длительно существующий коронный разряд в регионах под вулканическими облаками. Интенсивность электризации вулканического аэрозоля значительно выше, чем всех других известных аэрозолей. Вместе с тем не всякое извержение вулкана сопровождается молниевой активностью. Это обусловлено тем, что интенсивность электризации вулканического аэрозоля определяется видом извержения.

Существуют следующие основные виды извержений: гавайский, стромболианский и плинианский (названный в честь Плиния Старшего, римского ученого, умершего в результате извержения Везувия в 79 г., которое стерло с лица земли Стабии, Геркуланум и Помпеи). Для гавайского вида вулканических извержений типично образование в продольном направлении трещин и горных разломов. Данный тип характеризуется излияниями жидкой, высокоподвижной базальтовой лавы, которая растекается вниз по склону потоками небольшой мощности на десятки километров. При извержении через центральный канал лава выбрасывается вверх сотни метров в виде жидких «лепёшек». При извержениях стромболианского типа образуются сравнительно короткие и более мощные лавовые потоки более вязкой лавы, которая выбрасывается из жерла разными по силе взрывами. Отличительной чертой плинианских извержений являются сильнейшие и довольно часто неожиданные взрывы. Такие взрывы, очень опасные своей непредсказуемостью, приводят к выбросу гигантских объёмов пемзы и пепла на высоту не менее 11 км, поднимающимися в дальнейшем в стратосферу до высоты 45 км и более. Типичный пример вулканического облака приведен на рис. 3.4.



Рис. 3.4. Извержение вулкана Эйяфьядлайокюдль в Исландии, 2010 г. Извержение превратило в пар большое количество льда. Молнии освещают облако пепла от вулкана [<http://www.astronet.ru/db/msg/1268425>]

Наиболее существенными особенностями вулканических выбросов являются:

- очень высокая температура;
- состав вулканического аэрозоля, в который входят пепел (размер менее 2 мм), лапилли (размеры 2–50 мм), шлак и вулканические бомбы, а спектр масс вулканических частиц лежит в диапазоне $10^{-12} - 10^3$ г;
- большая разница температур твердых частиц аэрозоля как между собой, так и по отношению к окружающему газу;
- нестационарность системы частиц вулканического пепла, взвешенных в газе;
- процессы электризации вулканического аэрозоля при концентрациях $n \sim 10^7 - 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Рассмотрим движение вулканических частиц в шлакопепловом облаке [44^а]. Все движение конденсированной аэрозольной частицы от вылета из жерла вулкана до падения на Землю можно разделить на две стадии: на первой стадии частица движется ускоренно относительно окружающего объема газа, на второй стадии скорость частицы относительно окружающего газа постоянна. Длительность этих стадий определяется размером частицы и мощностью выброса. Первая или нестационарная стадия для подавляющего большинства аэрозольных частиц очень коротка. Обусловлено это тем, что в момент взрывного выброса газ расширяется и ускоряется, частицы же конденсированного вещества приобретают скорость благодаря передаче энергии к ним от ускоряющегося газа. Вторая стадия представляет собой стационарное падение частицы в газе с постоянной относительно газа скоростью.

Твердые частицы вулканического облака обладают емкостью, значительно превосходящей электрическую емкость Земли ($\sim 7,1 \cdot 10^{-4}$ Ф). Поскольку интенсивность электрических процессов зависит от полной емкости носителей заряда, то электрическая активность в вулканической туче в значительной степени определяется дисперсностью аэрозоля.

Один из основных параметров любого аэрозоля – его счетная концентрация. В вулканической туче интенсивно идет уменьшение концентрации аэрозоля при перемешивании объема выброса с атмосферным воздухом. Этот процесс можно разделить на три стадии: струя (область адиабатического расширения и до появления клубов), область быстро перемешивающихся газопепловых клубов (область образования турбулентных завихрений и формирования облачной структуры) и область

ветрового сноса (область разрушения облачной структуры и ветрового сноса газопепловых облаков).

Электризация аэрозольных частиц и разделение разноименных зарядов на макроскопические расстояния определяются различными физическими процессами в газопепловой туче. В момент выброса из жерла вулкана температура газа, а также твердых и жидких фракций одинакова, однако адиабатическое расширение (от нескольких десятков до одной атмосферы) охлаждает газ, поэтому вулканическое облако представляет собой смесь охлажденного газа и нагретых твердых частиц. Температура и скорость остывания частиц пепла зависят от их размеров, при этом температура более крупных частиц выше, чем частиц меньшего размера.

Вследствие термоэмиссии поверхность нагретой твердой частицы является источником электронов. Ток термоэмиссии электронов описывается законом Ричардсона

$$j_3 = A_0 T^2 e^{-A_b / kT},$$

где j_3 – плотность тока термоэмиссии; $k = 8,61 \cdot 10^{-5}$ [эВ/град] – постоянная Больцмана; $A_0 = 120,4$ А/(см²·град²); A_b – работа выхода, величина которой для материала пепловых частиц заключается в пределах $A_b \sim 3,5\text{--}4,8$ эВ. Если температура частиц газопепловой смеси меньше $T \sim 1200$ К, то термоэмиссионный механизм оказывается малоэффективным. При контакте двух аэрозольных частиц с разной температурой их электрическое состояние может меняться за счет разности работ выхода.

В процессах зарядки и перезарядки аэрозоля важную роль играет седиментация частиц, взаимное трение и столкновения частиц (контактный механизм), баллоэлектрический эффект (электризация частиц выброса при их дроблении). Для ряда извержений, связанных с поступлением в атмосферу большого количества паров при взаимодействии материковой или океанической воды или льда с потоками лавы, высокая степень электризации вулканических выбросов тесно связана с фазовыми превращениями воды в атмосфере, которые во многом аналогичны явлениям в грозовых облаках.

3.3. Линейный молниевый разряд

Процессы разделения зарядов в кучевых, вулканических или пылевых облаках приводят к появлению молниевых разрядов. Наиболее распространенным молниевым разрядом является **линейная молния**, представляющая собой искровой разряд с разветвлениями длиной в среднем 2–3 км и диаметром канала молнии в несколько десятков сантиметров. Далее будем следовать [4^а]. Линейные молниевые разряды разделяются на внутриоблачные, межоблачные и разряды облако – земля. Молниевые разряды, распространяющиеся от облака к земле, называют нисходящими. Если разряд развивается от поверхности земли к облаку, то его называют восходящим. В зависимости от знака переносимого ими заряда молнии делятся на положительные и отрицательные.

Внутриоблачные разряды происходят между разноименно заряженными объемами облака. Соотношение между числом разрядов облако – облако и облако – земля изменяется с широтой: чем меньше широта, тем доля внутриоблачных разрядов больше. Длина межоблачных разрядов может составлять нескольких десятков километров, значительная часть молниевых разрядов вне облаков является практически горизонтальной. Эти молнии, так же как и внутриоблачные разряды, являются безэлектродными, поскольку начинаются и заканчиваются внутри облаков.

Линейные молнии облако – земля являются наиболее изученными. Они чаще всего происходят между отрицательным зарядом, находящимся в нижней части облака и земной поверхностью. Приблизительно до 10 % разрядов облако – земля составляют разряды между положительным зарядом, находящимся в верхней части облака и землей. Такие разряды возникают при большом сдвиге ветра, когда облако оказывается сильно отклоненным от вертикали.

Молния или вспышка молнии представляет собой закономерную последовательность процессов переноса электрических зарядов. Остановимся на наиболее часто наблюдаемой линейной отрицательной нисходящей молнии облако – земля. Выделяют следующие стадии развития такой молнии: начальная стадия, ступенчатый лидер, встречный лидер, возвратный удар и повторяющаяся последовательность стреловидных лидеров и возвратных ударов. Зарождение нисходящей молнии в облаках в прямом смысле покрыто туманом. Облако не является проводником и его нельзя представить в виде большого электрода, соединённого с высоковольтным генератором.

Электрическое поле в промежутке поверхность земли – нижняя граница грозового облака является сильно неоднородным. При напряженностях поля $E_c \sim 5 \cdot 10^5 - 10^6$ В/м в результате начавшейся ионизации в воздухе формируются токопроводящие каналы – стримеры. Их длина изменяется от 10^{-2} до 1 м, а в грозовых облаках – до 10^1 м. Хотя канал скоро проникает в область слабого внешнего поля, недостаточного для ионизации воздуха, он продолжает расти. Благодаря хорошей проводимости канала высокий потенциал начального участка стримера U без потерь переносится к переднему концу канала – головке малого радиуса r_{Γ} . Поскольку головка является источником сильного поля $E \sim U/r_{\Gamma}$, то прилегающий к ней воздух ионизируется. Как только новый объем воздуха становится хорошо проводящим, то длина плазменного канала увеличивается и он становится новой головкой с практически тем же потенциалом U . Ионизационный процесс в области головки имеет характер распространения волны ионизации. Различают стримеры положительные и отрицательные. При распространении стримера ярко светится только его головка. Стримеры движутся ступенями по 1–60 м со скоростью $\sim 10^6$ м/с главным образом в направлении от облака к земле.

Но в холодном воздухе за время $\sim 10^{-7}$ с электроны успевают прилипнуть к молекулам кислорода, либо так же быстро рекомбинировать с образующимися комплексными ионами O_4^+ . Поэтому холодный плазменный канал стримера недолговечен и короток. Предотвратить распад плазменного канала в сравнительно слабом электрическом поле может нагрев газа до высокой температуры. При $T > 5000$ К практически отсутствуют потери электронов за счет прилипания, из-за распада комплексных ионов замедляется электронно-ионная рекомбинация, а убыль электронов восполняется ионизацией с участием атомов O и N . Однако объем канала, который необходимо нагреть, ограничен, поскольку ограничена энергия, которая может быть использована на нагрев. Именно по этой причине как лабораторная искра, так и молния не могут быть бесструктурными плазменными каналами, подобными стримерному.

Появление стримеров создает условия для возникновения длинного канала высокотемпературной плазмы с малым поперечным сечением канала – ступенчатого лидера. Он представляет собой светящийся канал, окруженный оболочкой объемного заряда (её называют чехлом) того же знака, что и потенциал канала U , с более яркой головкой в передней части. Радиус чехла намного больше радиуса головки стримера $R_{\text{ч}} \gg r_{\Gamma}$, поэтому поля у поверхности канала оказываются умеренными.

Тем не менее напряженность поля у головки достаточно высока для инициирования стримеров. Головка служит источником расходящегося веера стримеров, которые непрерывно стартуют от нее, как от высоковольтного электрода, и останавливаются на расстоянии $R_c \sim U/E_c$. В итоге перед лидерной головкой формируется стримерная зона, которую заполняют растущие и уже остановившиеся стримеры. Растущий лидерный канал проникает в эту созданную стримерную зону, и лидерная головка переходит на новое место, а заряд, внедренный стримерами, становится зарядом чехла. Ток многих только что испущенных стримеров концентрируется в тонком канале и нагревает его до высокой температуры, обеспечивающей сохранение проводимости. Фотография положительного лидера со стримерной зоной и его схема представлены на рис. 3.5.

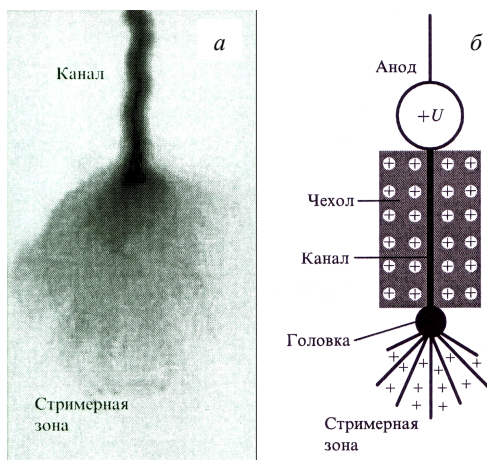


Рис. 3.5. Фотография (а) и принципиальная схема (б) положительного лидера со стримерной короной (лабораторный эксперимент [4^н])

Особенностью распространения его вне облака является ступенчатый характер движения. Вслед за яркой вспышкой канала лидера и его головки наступает пауза, когда свечение практически затухает и движение прекращается. Затем следует новая вспышка, и головка канала продвигается вперед на десятки метров. Пауза между ступенями составляет около 50–60 мкс, а длина ступени – 10–200 м. Средняя скорость распространения отрицательного нисходящего ступенчатого лидера $(1-2) \cdot 10^5$ м/с.

По мере развития лидер разветвляется и приобретает форму дерева, обращенного кроной к земле. Когда одна из ветвей ступенчатого лидера коснется земной поверхности, дальнейшее распространение остальных ветвей прекращается. Если появляется встречный лидер, то ступенчатый лидер может остановиться, не достигая проводящей поверхности. Различают две группы ступенчатых лидеров: медленные α -лидеры со скоростью распространения $3 \cdot 10^5$ м/с и быстрые β -лидеры, скорость которых в 3–4 раза больше.

При приближении ступенчатого лидера к земной поверхности напряженность электрического поля быстро увеличивается из-за уменьшения расстояния. Наиболее сильно напряженность поля возрастает около вершин остроконечных объектов (деревьев, кустарников, строений, мачт и др.). При превышении E критического значения у острий формируется совокупность анодонаправленных стримеров, приводящих к образованию положительного (встречного) лидера. Его длина не превышает нескольких десятков метров.

При замыкании ступенчатого и встречного лидеров образуется хорошо проводящий ионизованный канал, соединяющий отрицательный заряд разветвленного лидера с землей, и создается огромная разность потенциалов. При высокой напряженности начинается нейтрализация отрицательных ионов, составляющих оболочку лидера, и ионизация нейтральных. В этой зоне формируется фронт нейтрализации, характеризующийся повышенной яркостью. Этот фронт распространяется вверх со скоростью $10^7 - 10^8$ м/с. Поток электронов в канале молнии по-прежнему направлен от облака к земле. Сила тока возвратного удара доходит до 10^5 А. Такой ток разогревает канал возвратного удара до температуры 30 000 – 35 000 °С. При быстром нагреве канала образуется ударная волна (гром) и возникает яркое свечение.

Наращение тока до максимума происходит за 4–5 мкс, а спад соответствует времени пробега фронта нейтрализации по всей длине лидера от облака до земли. После того как сила тока постепенно уменьшилась до нуля, вспышка молнии может прекратиться. Чаще при этом возникает пауза, после которой разрядный процесс снова возобновляется. Обычно эта пауза продолжается $10^{-4} - 10^{-2}$ с.

После паузы по ещё достаточно сильно ионизированному каналу от облака к земле начинает распространяться со скоростью $\sim 10^6 - 10^7$ м/с яркая светящаяся головка – стреловидный лидер. Длина его светящейся части составляет десятки метров (до 40 м). В отличие от ступенчатого,

стреловидный лидер движется без остановок и ветвления. Стреловидный лидер оставляет за собой канал с оболочкой из отрицательных ионов. Когда он достигает поверхности земли, по его каналу вверх устремляется новый возвратный удар. Отличие его от возвратного удара после ступенчатого лидера заключается в том, что при отсутствии ответвлений распределенный вдоль лидера заряд оказывается меньше, соответственно меньше ток и время реализации. После завершения возвратного удара и бестоковой паузы прорывается новый стреловидный лидер, снова формируется возвратный удар и так далее.

Повторяющуюся последовательность двух стадий – лидер (ступенчатый или стреловидный) и возвратный удар – называют импульсом тока. Число импульсов в отрицательных нисходящих молниях облако – земля в среднем составляет около трех, но может достигать до 6–8. Длительность молниевой вспышки составляет от сотен миллисекунд до 1–2 с. В результате контакта молниевое разряда с землей заряженная ячейка облака в конечном счете разряжается (нейтрализуется до 10^2 Кл).

Условия возникновения положительных восходящих молний аналогичны условиям развития встречного лидера. Когда нижний отрицательный заряд облака приближается к земной поверхности, напряженность электрического поля резко возрастает. Эффект усиливается около вершин высоких наземных объектов. Разряд, как и в случае отрицательной молнии, начинается с образования лидера.

Характерной чертой положительных восходящих молний является то, что они начинаются от хорошо проводящих объектов. Благодаря этому были измерены основные характеристики лидера: скорость распространения и сила тока. Положительный лидер перемещается вверх сначала сравнительно медленно, но уже на высоте около 100 м скорость составляет $\sim 10^5$ м/с, а на высоте ~ 1 км она достигает 10^6 м/с, без скачков и ступеней. При распространении лидер часто ветвится. По мере удлинения канала, увеличения числа ветвей и возрастания скорости сила тока лидера увеличивается, достигая сотен ампер. Размеры стримерной короны положительного лидера меньше, чем отрицательного. Меньше и предельная длина стримеров (не превышает 1–2 м). В положительном восходящем разряде стадии лидера и возвратного удара сливаются в один импульс, а длительность процесса составляет в среднем $\sim 0,1$ с.

Когда верхний положительный объемный заряд смещен по горизонтали относительно нижнего отрицательного заряда, возможно образо-

вание нисходящих положительных молний. Лидер нисходящей положительной молнии, так же как и восходящей, распространяется без ступеней. При этом в обоих видах молний отсутствует четко выраженный возвратный удар. Чаще всего они являются одноимпульсными.

Среди положительных нисходящих молний иногда наблюдают исключительно сильные разряды с токами более 100 кА и длительностью несколько миллисекунд. Обычно они связаны с МКС. Конвективные облака в таких системах, пробивающих тропопаузу и проникающих в стратосферу, обладают огромным положительно заряженным куполом, объем которого может превышать 1000 км^3 , а заряд – $10^3\text{--}10^4$ Кл.

3.4. Электрооптические явления средней атмосферы

В конце прошлого века в ночь с 5 по 6 июля 1989 г. в области атмосферного электричества было сделано замечательное открытие: американский исследователь Джон Рандольф Уинклер обнаружил на видеопленке на высотах от десятка до сотни километров над мощными грозовыми облаками ярко светящиеся объекты. Их общее название звучит как **Transient Luminous Events** (**скоротечные оптические явления**) или TLE. Далее будем следовать работам [2, 44^д].

Поскольку на тот момент времени отсутствовала общепринятая терминология, то называли эти свечения по-разному: «направленная вверх молния», «ракетная молния», «молния облако-стратосфера», «молния облако-космос». Однако понятие «молния» не отражает структуру и динамику рассматриваемых явлений. Чтобы избежать последующих переименований, световым вспышкам разного вида присвоили нейтральные названия: **спрайт** (sprite – эльф), **красный спрайт**, **спрайтовое гало**, **эльф** (elve), **троль** (troll), **голубой джет** (jet – струя), **гигантский джет**, **голубой стартер** (starter). TLE наблюдаются над грозовыми облаками или в их окрестностях.

Сборное фотоизображение различных видов световых вспышек в страто- и мезосфере над мезомасштабными конвективными системами представлено на рис. 3.6.

Наиболее распространенным видом TLE являются спрайты. Обычно они появляются над мезомасштабными конвективными системами и представляют собой оптические вспышки, возникающие в результате электрических разрядов в мезосфере над грозовыми облаками, иногда на расстояниях в десятки километров от него.

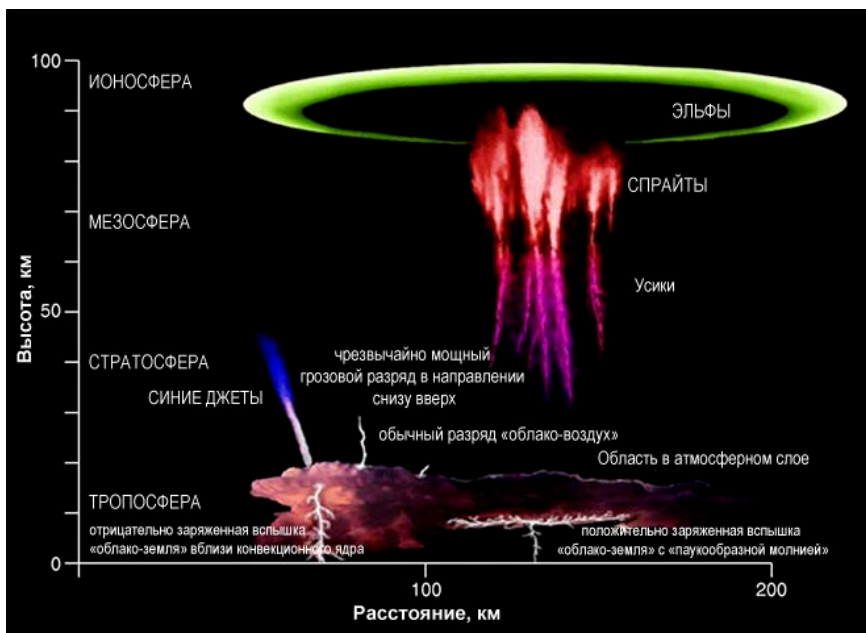


Рис. 3.6. Различные типы электрооптических явлений в страто- и мезосфере [2, 44^а]

Полагают, что спрайты появляются через несколько миллисекунд (1–3) после мощных положительных разрядов облако – земля. Мощность разряда оценивают его моментом – произведением переносимого молнией заряда на ее длину. При увеличении момента разряда от 600 до 1000 Кл·км частота появления спрайтов растет от 10 до 90 %.

Обычно спрайты возникают на высоте около 70 км в виде светящегося размытого пятна красного цвета (спрайтовое гало). Самой яркой областью спрайта является голова, которая располагается на высотах в среднем 66–74 км и имеет ярко красный цвет (рис. 3.7). Над головой можно наблюдать тонкие вытянутые образования – волосы, имеющие темно-красный цвет, которые отделены от головы темной полосой и простираются до высоты около 90 км. Подобная темная полоса прослеживается также ниже головы спрайта, отделяя от него усики спрайта – более выраженные волокнистые образования, наподобие волос, располагающиеся ниже 66 км. Усики имеют темно-красный цвет в верхней части и фиолетовый – в нижней.



Рис. 3.7. Красные спрайты. Слева – первое цветное изображение спрайта, справа – строение типичного спрайта [44^а]

Характерный диаметр пятна около 100 км. От него вниз до высоты 45–50 км со скоростью 10^7 м/с распространяется более или менее четко очерченная полоса. Вертикальная протяжённость спрайтов составляет в среднем 65 км, а горизонтальная – несколько десятков километров. Таким образом, спрайты и группы спрайтов могут занимать объём атмосферы около 10^4 км³.

Различают спрайты, имеющие почти постоянную по всей длине ширину и сужающиеся книзу. Одновременно световое пятно распространяется вверх к нижней границе ионосферы (80–90 км) в форме диффузного облака. Почти по всей своей длине спрайты имеют красный оттенок, только нижняя часть, проникающая в слои воздуха сравнительно большой плотности, обретает голубоватый цвет. Общая продолжительность «жизни» спрайтов составляет от единицы до 7–10 мс (миллисекунд), что объясняет трудности их обнаружения невооруженным глазом. Часто спрайты формируются группами (кластерами).

Высокоскоростная съёмка спрайтов позволила более детально выявить их структуру и динамику. После момента удара молнии в нижней части гало возникает вертикально направленная тонкая светящаяся нить. Она быстро распространяется вниз и при этом ветвится. Нитеобразный разряд напоминает собой стример, развивающийся в головной части лидера обычной молнии. Отличие спрайтового стримера от молниевоего заключается в масштабе этих явлений. Диаметр стримера молнии меньше 1 мм, а длина до десятков метров, в то время как размеры спрайтовых стримеров в тысячи раз больше. Часто спрайт состоит из группы полос, образующих кластеры.

В настоящее время широко распространено представление о спрайте как об электрическом газовом пробое. Известно, что критическая напряженность электрического поля $E_{кр}$, при которой начинается пробой, экспоненциально уменьшается с высотой вслед за понижением давления. Напряженность электрического поля, создаваемого зарядами облака, с высотой падает по степенному закону (обратно пропорционально кубу расстояния). В результате на некоторой высоте напряженность E может оказаться больше $E_{кр}$ – в воздухе появляются условия для электрического разряда.

В реальных условиях проводимость воздуха резко возрастает по мере приближения к ионосфере. Вследствие этого время релаксации возмущения электрического поля с высотой быстро уменьшается, напряженность падает и условия для пробоя исчезают. Спрайт прекращает свое существование. Пока $E > E_{кр}$ ускоряющиеся в электрическом поле электроны, сталкиваясь с молекулами воздуха, ионизируют их или приводят в возбужденное состояние.

Одновременно идет и обратный процесс – рекомбинация ионов и переход молекул и атомов из возбужденного состояния в стабильное. При этом испускаются кванты света. Переход электронов в атоме азота с верхнего энергетического уровня на более низкий стабильный соответствует длине волны красного света, что и определяет цвет спрайта. Что касается природы электрического пробоя газа в спрайте, то либо это термическая ионизация, при которой ионы и электроны сильно нагреваются квазиэлектростатическим полем, либо реализуется механизм электрического пробоя на убегающих электронах. Степень ионизации воздуха в спрайте существенно ниже, чем в обычной молнии.

Спрайты, как и молнии, являются источником электромагнитного излучения. Наибольшая интенсивность этого излучения отмечается в диапазоне очень низких частот 3–30 кГц. Регистрируется также излучение на частотах 0,3–3 кГц. Параллельная запись оптического и СНЧ-излучений иллюстрируется рис. 3.8. Стрелки на этом рисунке связывают импульсы в СНЧ-сигнале, зарегистрированном на одной из радиотрасс, и вызвавшие их спрайты. Одновременно с появлением спрайтов иногда наблюдалось рентгеновское и γ -излучение.

Выше уже упоминалось о спрайтовых гало как светящихся пятнах, возникающих на высотах около 70–80 км. От их нижней границы стартуют спрайты по направлению к Земле. Однако гало не обязательно сопровождается появлением спрайтов. Они могут возникать автономно. Время их «жизни» меньше, чем в случае образования спрайтов.

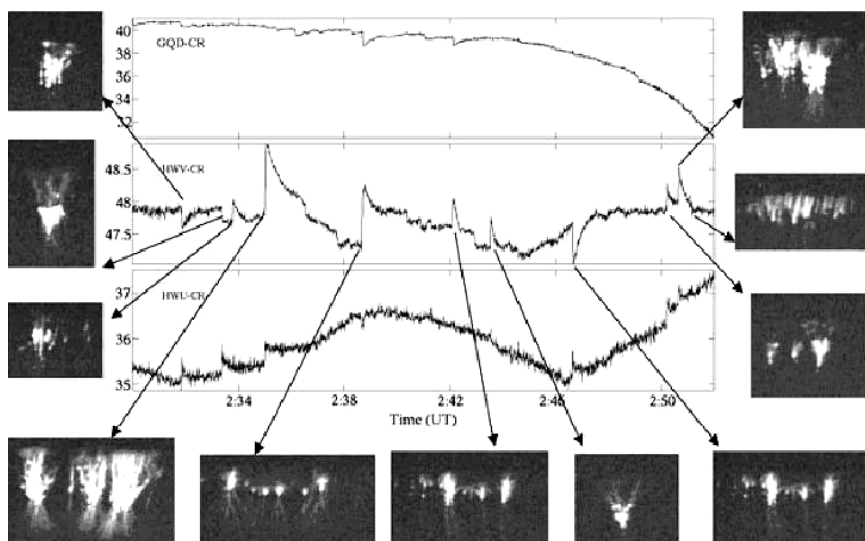


Рис. 3.8. Спрайты – источники электромагнитного излучения [44^а]

В начале 90-х годов впервые с космического корабля, а затем и наземными средствами был обнаружен еще один вид TLE – эльфы (elves). Они проявляются в виде светящегося красно-фиолетового кольца на высотах 75–105 км. Толщина кольца составляет 10–20 км. Меньше чем за миллисекунду свечение, возникнув в центре, расширяется до 300–400 км и угасает. Эльфы возникают сразу после начала возвратного удара молнии облако – земля, предшествуя появлению спрайтов. Они рождаются через 0,3 мс после сильной молнии, ударившей из грозового облака в землю. Ее канал становится передающей антенной, которой излучает мощную электромагнитную волну очень низкой частоты. За 0,3 мс эта волна достигает высоты 100 км, где возбуждает красно-фиолетовое свечение молекул азота. Чем дальше уходит волна, тем шире становится кольцо, пока не угасает с удалением от источника.

Что касается природы образования эльфов, то отмечается, что при низкой плотности воздуха, характерной для нижней ионосферы, быстрые изменения как электростатического, так и электромагнитного полей могут способствовать увеличению энергии электронов до таких значений, при которых их взаимодействие с молекулами воздуха может вызвать оптическую эмиссию. Огромная скорость расширения кольца

альфа, превышающая скорость света, не противоречит фундаментальным физическим законам. Скорость распространения электромагнитных волн остается постоянной. В данном случае речь идет о том, что сферический электромагнитный импульс, порождаемый разрядом молнии, пересекает слой нижней ионосферы. При этом горизонтальная компонента скорости фронта импульса, пересекающего плоское основание ионосферы, может быть больше скорости света.

Рядом исследователей отмечалось появление вторичных TLE, возникавших после и, по-видимому, в результате развития спрайта. Эти явления наблюдались в слое атмосферы между вершиной грозового облака и нижним концом спрайта. Наблюдатели называли их по-разному: *crawlers*, *embers*, *palm-trees*.

Вторичные TLE появляются через несколько миллисекунд после иницирующего их спрайта и существуют в течение 40–60 мс. Скорость распространения вверх их характерных элементов составляла $1,5(\pm 0,2) \cdot 10^6$ м/с. На телевизионных снимках тролли, на первый взгляд, похожи на голубые джеты. Однако у них преобладает красное излучение. Более того, они наблюдались после особенно интенсивных спрайтов, стримеры которых распространялись вниз, к облачным вершинам. Тролли представляют собой светящуюся головку, за которой тянется тусклый след. Головка движется вверх с начальной скоростью около 150 км/с, постепенно замедляясь и исчезая на высоте примерно 50 км.

Купол грозового облака содержит положительный заряд, существенно превышающий тот, который уносит даже самая мощная молния. Положительное электрическое поле между облаком и ионосферой при этом только ослабляется, но не изменяет своего знака. Спрайт переносит от ионосферы вниз отрицательный заряд, индуцированный положительным зарядом облака. Вследствие этого, естественно, усиливается поле между нижним концом спрайта и облаком.

Ветви нисходящего отрицательного лидера молнии, не достигающие поверхности земли, представляют собой незавершенные разряды. Заряды, накопленные в них, диссипируют в воздухе. Протяженность их достигает нескольких километров, а поперечные сечения остаются характерными для лидеров, т.е. не превышают нескольких сантиметров.

В начале 90-х годов прошлого столетия был зарегистрирован еще один вид электрических разрядов – электрические струи. Они существенно отличаются от незавершенных лидеров своими формами, размерами и динамикой. Среди этих электрических струй выделяют голубые

стартеры, голубые джеты и гигантские джеты. В отличие от спрайтов джеты возникают в нижней стратосфере и распространяются вверх. Они наблюдаются реже спрайтов, однако существуют дольше.

Голубые джеты возникают у вершин (куполов) мощных грозовых облаков МКС на высотах 16–18 км. Они представляют собой светящиеся объекты конической формы, распространяющиеся до высот 40–45 км (рис. 3.9). Угол при вершине конуса составляет около 15° , варьируя от 6 до 30° . Общая протяженность джета достигает 20–25 км, а его поперечные размеры нарастают от нескольких десятков метров в нижней части до нескольких километров в верхней. Джеты распространяются вверх почти вертикально со скоростью 100–150 км/с. Максимальная яркость свечения оценивается от $-0,5$ МР у основания голубого джета до ~ 7 кР около его вершины. Быстрое ослабление свечения происходит обычно одновременно по всей длине джета.



Рис. 3.9. Фотография голубых джетов [44^д]

Внутренняя структура голубых джетов остается неясной, а суждения о ней противоречивы. Некоторые авторы представляют джет в виде дерева со сравнительно ярким стволом и ветвями-стримерами, растущими

внутри узкого конуса. По мнению других, джет – это стримерная корона, подобная той, которая формируется перед ступенчатым лидером, только многократно увеличенная вследствие уменьшения плотности воздуха с высотой.

По результатам анализа самолетных наблюдений голубых джетов была выделена особая группа электрических разрядов – стартеров. В одном из экспериментов было проанализировано 34 случая появления джетов и 30 – стартеров. Средняя высота появления голубых джетов составила 17,7 км, а высота, до которой они распространяются, $(37,2 \pm 5,3)$ км. Скорость подъема составила (112 ± 24) км/с. Для 18 джетов получены оценки конического угла – $(14,7 \pm 7,5)^\circ$ и времени существования – 200–300 мс. Выявлено, что яркость свечения ослабевала одновременно вдоль всего джета. Средняя высота зарождения голубых стартеров составила 17,7 км, максимальная высота подъема была в пределах от 18,1 до 25,7 км. Для шести голубых стартеров скорость распространения вверх лежала в пределах от 27 до 153 км/с.

Голубые джеты и стартеры появляются только над очень активными грозовыми, чаще всего градовыми, облаками с большой частотой следования молний (до нескольких вспышек в секунду). Однако в отличие от спрайтов не обнаружена непосредственная связь между моментами возникновения джета/стартера и молниевых разрядов облако – земля или облако – облако. Отмечается, что частота молниевых разрядов в облаке после появления джета или стартера на короткое время существенно уменьшается.

На поверхности купола грозового облака также наблюдаются яркие светящиеся объекты, которые были названы гномами (gnomes). Горизонтальные размеры их не превышали 200 м. Время существования отдельного гнома, как правило, было меньше 33 мс (время выдержки одного кадра). Иногда гномы прослеживались на нескольких последовательных кадрах (до 3–4). Тогда можно было заметить, что они распространялись вверх не более чем на 1 км над вершиной облака. При этом скорость роста по приблизительным оценкам составляла около 10^4 м/с.

Особый интерес представляют гигантские джеты. Так называют вид TLE, простирающийся от верхней границы грозового облака до ионосферы. В ширину гигантские джеты достигают 40 км, а занимаемый ими объем атмосферы может составлять около $3 \cdot 10^5$ км³. Динамика развития гигантского джета над Атлантическим океаном иллюстрируется рис. 3.10, на котором приведена последовательность видеок кадров, дли-

тельностью 17 мкс каждый, снятых 15 сентября 2001 г. в обсерватории Аресибо, Пуэрто-Рико.

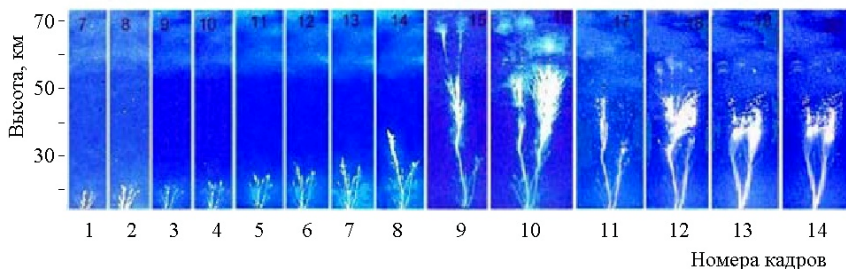


Рис. 3.10. Стадии развития гигантского джета над Атлантическим океаном, в 200 км к северо-западу от обсерватории Аресибо [44^а]

Первоначально (до 5 кадра) джет состоит из двух стволов (со слабыми ветвями),двигающихся со средней скоростью ~ 60 км/с. Форма и эволюция джета на этой стадии похожи на типичный голубой джет. Яркость левого ствола возрастает, а скорость меняется от 200 до 500 км/с. После высоты ~ 30 км свечение верхней части левого ствола резко возрастает. Его разветвленная вершина выбрасывает два зубца, которые движутся со скоростью ~ 1200 км/с и соединяются с яркими диффузными пятнами на высоте ~ 70 км. Эти скорости соизмеримы со скоростями распространения ступенчатых лидеров обычных молний. Свечение вершины правого ствола значительно увеличивается только к десятому кадру. Яркая вершина на высоте ~ 50 км содержит несколько зубцов, выше которых расположено яркое диффузное светящееся пятно. На этой стадии каждый гигантский джет представляет собой гибрид спрайта (верхняя часть) и голубого джета (нижняя часть). На последующих кадрах диффузное свечение на высоте ~ 70 км исчезает, в то время как расположенная ниже древовидная светящаяся структура сохраняет два ствола и разветвленные вершины до конца съёмки. В стадии гаснущего следа форма джета близка к конусу с углом расширения около 25° . При появлении гигантских джетов было зарегистрировано электромагнитное излучение в диапазоне сверхнизких частот.

Различия в цвете между спрайтами и струями состоит в различии энергии электронов, участвующих в возбуждении свечения этих явлений. Зарегистрированное свечение спрайта соответствует спектру воз-

буждения молекулярного азота 1PN_2 в диапазоне длин волн: 650–700 и 750, 770 нм.

Выявлены все разрешенные переходы молекулярного азота, а также спектры N_2^+ . Аналогичная ситуация наблюдалась и при исследовании оптических характеристик голубых джетов. Здесь, так же как и в случае со спрайтами, основное излучение с длиной волны 391 нм соответствует возбуждению линий 1N и 2P молекулярного азота и иона азота N_2^+ .

В стадии полного развития происходит замыкание электрической цепи между грозовым облаком и ионосферой. Ток течет по проводящему каналу от ионосферы к облаку, подобно возвратному удару в обычной молнии облако – земля. Этот ток переносит до 30 Кл отрицательного заряда при каждом гигантском джете. В соответствии со схемой глобальной электрической цепи грозовое облако является источником положительного заряда, поступающего в ионосферу. Хотя 30 Кл составляет всего лишь сотые доли процента от заряда системы Земля – ионосфера, при большой повторяемости гигантских джетов вклад их может оказаться таким, что потребует пересмотра общей схемы глобальной электрической цепи.

3.5. Электрооптические явления вблизи поверхности земли

Огни святого Эльма – это свечение, которое порой окружает высокие, заостренные объекты при приближении грозы. Это явление долгое время было своего рода знаменем среди моряков, поскольку возникало при штормах, для команды корабля призрачное свечение символизировало направляющую длань святого Эльма, покровителя моряков. Имеются различные описания Огня: от «танцующего» пламени до настоящего фейерверка, обычно голубого или бело-голубого цвета. Пламя не обжигает и не вызывает возгорания. Иногда оно сопровождается шипящим или свистящим звуком.

Бенджамин Франклин был первым, кто поставил знак равенства между Огнем и атмосферным электричеством в 1749 г. в своем описании молниеотвода, который, как он считал, может притягивать электрический огонь «из облака еще до того, как оно сможет подойти на достаточное для удара расстояние; и свет будет выглядеть вточь как «Огонь святого Эльма».

Огни святого Эльма или Огни святого Элмо (англ. Saint Elmo's fire, Saint Elmo's light) представляют собой разряд в форме светящихся пучков или кисточек (коронный разряд), возникающий на острых концах высоких предметов (башни, мачты, одиноко стоящие деревья, острые вершины скал и т.п.) при большой напряжённости электрического поля в атмосфере. Они образуются в моменты, когда напряжённость электрического поля в атмосфере у острия достигает порядка 500 В/м и выше. Типичный пример Огней святого Эльма приведён на рис. 3.11.



Рис. 3.11. Огни святого Эльма

В ясную погоду значение потенциала электрического поля атмосферы равно приблизительно 1 В/см. На начальной стадии образования кучево-дождевых (грозовых) облаков поле увеличивается до 5 В/см, и только непосредственно перед ударом молнии достигает значения несколько тысяч вольт на сантиметр. В особо сильные грозы могут светиться даже листья, трава и рога у животных. Свечение Огней святого Эльма очень часто наблюдается на заостренных объектах в непосредственной близости от торнадо.

Огни святого Эльма представляют собой особую форму коронного разряда. Коронный разряд – это форма самостоятельного газового раз-

ряда, возникающего в резко неоднородных полях. Главной особенностью такого разряда является то, что ионизационные процессы электронами происходят не по всей длине промежутка, а только в небольшой его части вблизи электрода с малым радиусом кривизны (коронирующего электрода). Эта зона характеризуется значительно более высокими значениями напряженности поля по сравнению со средними значениями для всего промежутка.

Появление коронного разряда объясняется ионной лавиной. При достаточно большой напряженности поля кинетическая энергия, накопленная ионом в промежутке между двумя соударениями, может сделаться достаточной, чтобы ионизировать нейтральную молекулу при соударении. В результате образуется новый отрицательный электрон и положительно заряженный ион. Такой процесс ионизации называют ударной ионизацией. Образовавшиеся под влиянием ударной ионизации электроны и ионы увеличивает число зарядов в газе, причем, в свою очередь, они приходят в движение под действием электрического поля и могут произвести ударную ионизацию новых атомов. Явление аналогично снежной лавине, поэтому этот процесс был назван ионной лавиной. При частых столкновениях свободных электронов, ионизированных молекул (ионов) и молекул воздуха высвобождается достаточно энергии для возникновения свечения. Если область столкновения сосредоточена в небольшом объеме, например вокруг заостренного объекта, свечение при тусклом свете становится видимым как голубое или бело-голубое.

В зависимости от того, на чем возникают Огни святого Эльма, они могут принимать формы равномерного свечения, отдельных мерцающих огоньков, кисточек, факелов. Иногда они настолько напоминает земное пламя, что их пытались тушить. Такой же эффект может наблюдаться в снежных и песчаных бурях и вулканических облаках.

Электрооптические явления в приземной атмосфере не ограничиваются Огнями святого Эльма. К числу таких явлений относятся свечение неба перед сильными землетрясениями; шаровые молнии; «курильский свет» – странные сияющие облака, наблюдаемые изредка в районе Курильской гряды; молнии Кататумбо, являющиеся одним из самых больших в мире производителей озона и не сопровождающиеся раскатами грома, а также целый ряд других явлений. Несмотря на многолетние исследования, окончательная физическая природа этих явлений пока не установлена.

Глава 4

МОДЕЛИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В АТМОСФЕРЕ

Во второй и третьей главах были рассмотрены физические явления, связанные с атмосферным электричеством или обусловленные им. Прогресс в исследованиях атмосферного электричества в последние десятилетия обусловлен не только развитием эмпирических методов исследования механизмов генерации и диссипации электрической энергии в атмосфере, но и развитием математических методов описания и моделирования протекающих при этом процессов. Поскольку атмосферное электрическое поле связано с очень многими фундаментальными атмосферными процессами, то и физико-математические модели анализируемых явлений отличаются большим разнообразием.

4.1. Основные уравнения, описывающие электрические поля в атмосфере

Основные уравнения, используемые при исследовании электрических процессов в атмосфере, следуют из уравнений Максвелла [1, 18, 31^А], которые записаны здесь в дифференциальной форме:

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \mathbf{H} &= \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} & \text{I,} \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & \text{II,} \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0 & \text{III,} \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho & \text{IV.}\end{aligned}\tag{4.1}$$

С интегральной формой эти уравнения связаны известными теоремами математической физики Стокса и Остроградского – Гаусса.

В (4.1) $\mathbf{E}$ – вектор напряженности (напряженность) электрического поля, единица измерения в СИ, в В/м; $\mathbf{D}$ – вектор электрического сме-

щения (электрическая индукция), в Кл/м²; $\mathbf{H}$ – вектор напряженности магнитного поля, в А/м; $\mathbf{B}$ – вектор магнитной индукции (магнитная индукция), в Тл.

Уравнения (4.1) должны быть дополнены материальными уравнениями, связывающими также векторы $\mathbf{E}$, $\mathbf{D}$, $\mathbf{H}$ и $\mathbf{B}$:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_a \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu_a \mathbf{H}. \quad (4.2)$$

Коэффициенты пропорциональности ε_a и μ_a называются абсолютными диэлектрической и магнитной проницаемостями вещества, в котором находятся поля. Для разных веществ эти коэффициенты разные, и для вакуума они совпадают с электрической $\varepsilon_0 = 1/4\pi c^2$ [Ф/м] и магнитной $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ [Гн/м] постоянными, которые связаны со скоростью света соотношением $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$. Отношения $\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_0} = \varepsilon$, $\frac{\mu_a}{\mu_0} = \mu$ на-

зываются относительными проницаемостями.

Входящие в уравнения (I,4.1) – (IV,4.1) величины ρ и $\mathbf{j}$ означают плотность заряда и тока соответственно. Заряд внутри некоторого объема V и ток через некоторую площадь S вычисляются с помощью интегралов:

$$q = \iiint_V \rho dv, \quad \mathbf{J} = \iint_S \mathbf{j} ds. \quad (4.3)$$

Под величиной тока $\mathbf{J}$ через некоторую площадь S понимается количество зарядов q , проходящих через ее сечение.

Для описания атмосферных электрических процессов к уравнениям Максвелла необходимо добавить уравнение сохранения заряда. Для его получения применим к уравнению (I, 4.1) операцию дивергенции:

$$\operatorname{div} \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \mathbf{D} + \operatorname{div} \mathbf{j}. \quad (4.4)$$

Здесь учтено, что вычисление дивергенции сводится к дифференцированию по координатам. А поскольку координаты и время являются независимыми переменными, то порядок дифференцирования по ним может быть изменен.

Используя теперь то, что для любого вектора левая часть соотношения (4.4) всегда равна нулю, с учетом четвертого уравнения Максвелла

получаем закон сохранения заряда

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \quad (4.5)$$

Величина плотности тока состоит из двух частей:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{\text{пр}} + \mathbf{j}_{\text{см}}. \quad (4.6)$$

Плотность тока $\mathbf{j}_{\text{пр}}$ связана с движением зарядов и поэтому ее называют плотностью тока проводимости, для которой справедливо векторное уравнение

$$\mathbf{j}_{\text{пр}} = \lambda \mathbf{E}. \quad (4.7)$$

Для получения математического выражения тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}$ продифференцируем по времени обе части уравнения (IV, 4.1) и получим

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \operatorname{div} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (4.8)$$

Подставляя выражение (4.8) в уравнение (4.5), находим

$$\operatorname{div} \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} \right) = 0, \quad (4.9)$$

то есть видно, что

$$\mathbf{j} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}_{\text{пр}}. \quad (4.10)$$

Сравнивая (4.6), (4.10) и (4.2), получаем для плотности тока смещения

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (4.11)$$

Размерность плотности тока смещения совпадает с размерностью плотности тока проводимости, т.е. $\left[\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right] = \text{А/м}^2$.

По своей физической природе ток смещения ничего общего с током проводимости не имеет. Плотность тока смещения есть величина, пропорциональная скорости изменения электрического поля в данной точке. Однако эта величина называется током, поскольку ток смещения сопровождается появлением точно такого же магнитного поля, какое воз-

никает при наличии соответствующего ему по равенству (4.11) тока проводимости. То есть не только изменение магнитного поля всегда сопровождается возникновением электрического поля, но и, наоборот, изменение электрического поля всегда сопровождается возникновением магнитного поля.

Величины ε , μ и λ характеризуют реакцию вещества на электромагнитное поле и вместе называются электрофизическими параметрами вещества. Поэтому соотношения (4.2) и (4.7) называются материальными уравнениями.

Таким образом, основные уравнения, описывающие глобальные атмосферно-электрические явления, включают в себя уравнения (4.1), (4.2), (4.5) и (4.7), где производные по времени сохраняются.

Если изменения поля происходят настолько медленно, что в пределах рассматриваемой области пространства можно пренебречь эффектами запаздывания, обусловленными тем, что скорость распространения электромагнитных возмущений – величина конечная, то система основных уравнений записывается проще. Это случай медленных по времени процессов, когда можно пренебречь временными производными в уравнениях (4.1) и (4.5). Такие условия реализуются при $T \gg L\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ ($T \gg 2\pi\mu_0\lambda L^2$), где T – характерный временной масштаб, а L – характерный пространственный масштаб задачи.

Для периодических процессов T – это период колебаний, связанный с угловой частотой ω , а L определяет линейные размеры рассматриваемой области, которые много меньше длины рассматриваемых волн. Кроме того, при записи этих условий стационарности учтено, что $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$.

Тогда решение задачи сводится к следующей системе уравнений (для нижней атмосферы магнитное поле $\mathbf{H}$ обычно исключается [18]):

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} &= 0. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Система (4.12) описывает все электрические процессы в нижних слоях атмосферы, исключая быстропротекающие, например при молниевых разрядах.

Рассмотрим случай, когда изменение электромагнитного поля в атмосфере происходит настолько медленно, что можно пренебречь током смещения по сравнению с током проводимости:

$$|\mathbf{j}_{\text{см}}| \ll |\mathbf{j}_{\text{пр}}|. \quad (4.13)$$

Если электромагнитное поле изменяется с частотой ω , т.е., например,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}, \quad (4.14)$$

то

$$\begin{aligned} j_{\text{см}} &= \frac{\partial D}{\partial t} = i\omega \epsilon_0 \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}, \\ j_{\text{пр}} &= \lambda \mathbf{E} = \lambda \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Следовательно, для выполнения (4.13) должно соблюдаться следующее неравенство:

$$\frac{|j_{\text{см}}|}{|j_{\text{пр}}|} = \frac{\omega \epsilon_0}{\lambda} \ll 1. \quad (4.16)$$

В этом случае система уравнений (4.12) превращается в стационарную:

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (4.17)$$

Большинство существующих моделей атмосферно-электрической цепи фактически сводятся к последним двум случаям. С учетом плотности электрического тока, создаваемого грозами и другими источниками, для плотности тока выражение (4.7) перепишем в следующем виде:

$$\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E} + \rho \mathbf{v} + (D + D_{\text{т}}) \nabla \rho + \sum_S \mathbf{j}_S. \quad (4.18)$$

Роль членов, входящих в выражение (4.18), на разных высотах различна. Первый член записывается в таком виде до высоты 70 км. Второй и третий члены существенны в слое обмена, причем второй член (конвективный ток) важен и в условиях хорошей погоды. Последний член описывает источники тока в атмосфере, которыми, в частности, являются грозы.

Запишем выражение для плотности тока j через потенциал φ . Векторное поле, ротор которого равен нулю, называется потенциальным. Электростатическое поле атмосферы в рассматриваемых частных случаях является потенциальным полем, поскольку

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0. \quad (4.19)$$

Так как ротор градиента всегда равен нулю, то решением уравнения (4.19) является

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi = -\nabla \varphi. \quad (4.20)$$

Знак минус указывает, что вектор напряженности электрического поля направлен в сторону уменьшения потенциала.

Для того чтобы получить дифференциальное уравнение для φ , рассмотрим следующее уравнение Максвелла:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (4.21)$$

Подставим в него выражение (4.20) и учтем, что

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = \nabla^2 \varphi, \quad (4.22)$$

где $\nabla^2 = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ есть оператор Лапласа, который обозначают через Δ .

В результате получим уравнение Пуассона

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (4.23)$$

При $\rho = 0$ это уравнение переходит в уравнение Лапласа

$$\nabla^2 \varphi = 0. \quad (4.24)$$

Далее подставим (4.20) в (4.18) и, используя (4.23), получим

$$\mathbf{j} = -\lambda \nabla \varphi - \varepsilon \nu \Delta \varphi - \varepsilon_0 (D + D_T) \nabla \Delta \varphi + \sum_S \mathbf{j}_S. \quad (4.25)$$

Из уравнения для плотности заряда (4.5) с учетом (4.25) получаем

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \Delta \varphi + \nabla (\lambda \nabla \varphi) + \varepsilon_0 \nabla (\nu \Delta \varphi) + \\ + \varepsilon_0 \nabla [(D + D_T) \nabla \Delta \varphi] = \sum_S \operatorname{div} \mathbf{j}_S. \end{aligned} \quad (4.26)$$

Уравнение (4.26) является основным уравнением, используемым для физико-математического моделирования процессов, протекающих в глобальной атмосферно-электрической цепи. На высотах больше 70 км из-за влияния магнитного поля электропроводность приобретает тензорный характер, и уравнение для плотности тока, а следовательно, подобное (4.26), записывается в более сложном виде [1, 18].

4.2. Напряженность электрического поля в атмосфере, обусловленная системой зарядов

Напряженность электрического поля, создаваемая в свободном пространстве системой зарядов, определяется соотношением (1.3). При оценке напряженности поля от объемных зарядов в атмосфере необходимо учитывать тот факт, что проводимости поверхности земли и основания ионосферы на порядки превышают проводимость атмосферного воздуха в приземном слое.

4.2.1. Напряженность поля от элементарных зарядов

Оценим, следуя работе [26^а], влияние земной поверхности на величину напряженности электрического поля атмосферы, вызываемого различными простейшими конфигурациями движущихся объемных зарядов с учетом отражения исходного заряда от земной поверхности. Поверхность земли возьмем плоской, время релаксации заряда в земле – бесконечно малым. Поскольку в такой постановке отражение заряда от земной поверхности можно считать зеркальным, то для точки наблюдения в начале системы координат вертикальная компонента электрического поля E_M от точечного заряда q (электрический монополю) будет описываться соотношением для электрического диполя:

$$E_M = -2qz_1 / \varepsilon_0 [x_1^2 + y_1^2 + z_1^2]^{3/2}, \quad (4.27)$$

где $r_1(x_1, y_1, z_1)$, $r_1(x_1, y_1, -z_1)$ – координаты монополя и его зеркального отражения. Если рассматриваемый нами монополю движется со скоростью V параллельно оси x , то для координаты x_1 монополя в момент времени t можно записать $x_1 = Vt + x_0$, и соотношение (4.27) будет иметь следующий вид:

$$E_M = -2qz_1 / \varepsilon_0 [(Vt + x_0)^2 + y_1^2 + z_1^2]^{3/2}. \quad (4.27a)$$

Рассмотрим, как будет влиять земная поверхность в случае перемещения более сложной конфигурации системы точечных зарядов – диполя. Для горизонтального диполя возможны две основных ориентации – когда заряды расположены вдоль движения и поперёк. В первом случае напряженность поля $E_{\text{ДГ1}}$ определяется соотношением

$$E_{\text{ДГ1}} = \frac{2qz_1}{\varepsilon_0} \left(\left[(Vt + x_0 + d/2)^2 + y_1^2 + z_1^2 \right]^{-3/2} - \left[(Vt + x_0 - d/2)^2 + y_1^2 + z_1^2 \right]^{-3/2} \right). \quad (4.28)$$

Во втором случае поле $E_{\text{ДГ2}}$ описывается выражением

$$E_{\text{ДГ2}} = \frac{2qz_1}{\varepsilon_0} \left(\left[(Vt + x_0)^2 + (y_1 + d/2)^2 + z_1^2 \right]^{-3/2} - \left[(Vt + x_0)^2 + (y_1 - d/2)^2 + z_1^2 \right]^{-3/2} \right). \quad (4.29)$$

Здесь d – расстояние между зарядами. В случае движения вертикального диполя с центром на высоте z_1 для напряженности поля $E_{\text{ДВ}}$ справедливо следующее соотношение:

$$E_{\text{ДВ}} = \frac{2q}{\varepsilon_0} \left((z_1 + d/2) \left[(Vt + x_0)^2 + y_1^2 + (z_1 + d/2)^2 \right]^{-3/2} - (z_1 - d/2) \left[(Vt + x_0)^2 + y_1^2 + (z_1 - d/2)^2 \right]^{-3/2} \right). \quad (4.30)$$

Рассмотрим влияние движущегося диполя на эволюцию напряженности атмосферного электрического поля. Для этого выразим все размеры в единицах z_1 : $S = ut = Vt/z_1$, $m = x_0/z_1$, $n = y_1/z_1$, $D = d/z_1$, а напряженность поля нормируем на её максимальное значение E^* для каждого из анализируемых случаев. Будем также полагать: направление и скорость движения диполя определяется направлением и скоростью ветра в приземном слое; начальная координата $x_0 = 5$ км; высота движения диполя постоянна и равна $z_1 = 200$ м; движение осуществляется параллельно оси x на расстоянии $y_1 = 300$ м; расстояние между зарядами $d = 200$ м.

Вариации напряженности поля для рассмотренных случаев показаны на рис. 4.1. Горизонтальный диполь на рис. 4.1, a ориентирован вдоль

направления движения, на рис. 4.1, б – поперек направления движения. Из приведенного на рис. 4.1, а примера видно, что напряженность поля быстро падает после 400-й секунды и также быстро нарастает на 600-й секунде, а длительность вариаций поля не превосходит 200 с. Для случая, приведенного на рис. 4.1, б, одиночный пик имеет знак того заряда, который находится ближе к точке наблюдения.

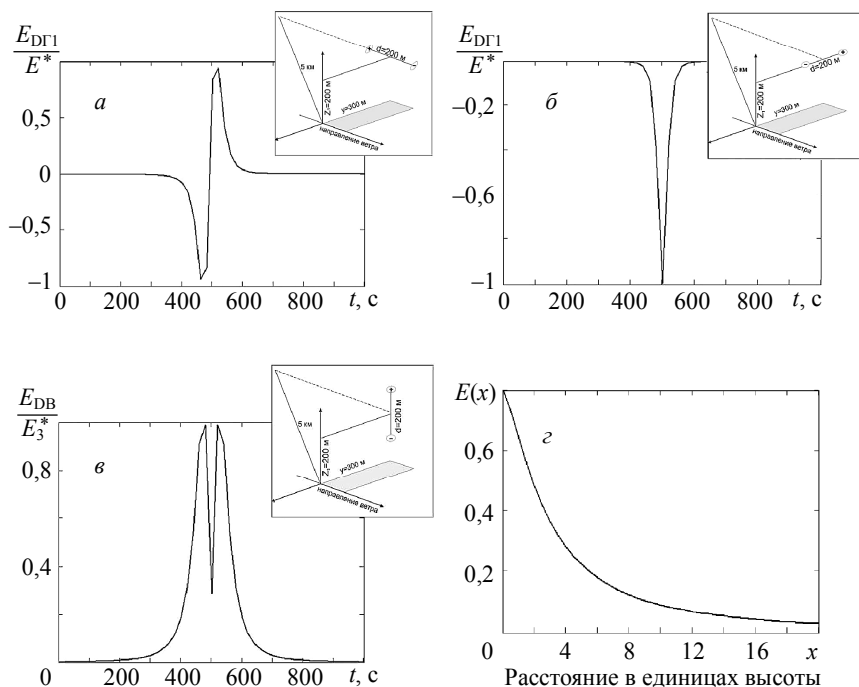


Рис. 4.1. Динамика напряженности поля для горизонтального (а, б) и вертикального (в) диполя и изменение напряженности поля при удалении от центра плоского однородно заряженного тонкого облака (з) [26^а]

Вариации поля при движении вертикального диполя показаны на рис. 4.1, в. Здесь знак поля определяется знаком нижнего, более близкого к наблюдателю заряда. Если расстояние y_1 уменьшить, то возможна смена знака поля. На рис. 4.1, з представлено изменение напряженности поля для случая, когда электрическое поле облака представляет собой находящийся на высоте z_0 над идеально проводящей поверхностью зем-

ли тонкий горизонтальный диск радиуса $R = 5z_0$. Электрическое поле в этом случае определяется соотношением, следующим из (4.30):

$$E_0 = 2\sigma \iint \frac{r' dr' d\alpha}{r'^2 - 2r' \cos \alpha + (x^2 + z_0^2)}, \quad (4.31)$$

где σ – поверхностная плотность заряда. Хорошо видно, что при удалении от центра облака на расстояние, равное двум радиусам облака, напряженность поля спадает до 0,1 относительно его максимального значения непосредственно под центром облака.

Приведенные модельные расчеты наглядно показывают многообразие отклика электрического поля на локальные объёмные заряды, появляющиеся в результате различных физических процессов.

4.2.2. Электрические разряды в атмосфере и пробой на убегающих электронах

Атмосфера является весьма плотной средой, поэтому длины свободного пробега как нейтральных молекул, так и тепловых электронов и ионов составляют в ней лишь тысячные доли миллиметра, время жизни свободных электронов – десятки наносекунд. Несмотря на это, в относительно слабом электрическом поле возникают гигантские макроскопические (километровые и даже многокилометровые) процессы.

Обычный пробой возникает вследствие нагрева электронов в электрическом поле. Здесь и далее мы следуем работе [6^д]. При этом быстрые электроны, принадлежащие хвосту функции распределения, становятся способными ионизовать вещество и, следовательно, генерировать новые свободные электроны. Медленные электроны исчезают вследствие рекомбинации. При достижении достаточно высокого значения электрического поля генерация новых электронов за счет ионизации превосходит их исчезновение в результате рекомбинации и количество электронов начинает экспоненциально возрастать. Это явление называется **электрическим пробоем вещества**. Характерные энергии электронов, осуществляющих ионизацию, составляют 10–20 эВ. Поэтому средняя энергия электронов $\mathcal{E}$, при которой возникает пробой, обычно в воздухе не превосходит ~ 2 эВ.

Пробой на убегающих электронах имеет существенно иную природу. В его основе лежат особенности взаимодействия быстрых частиц с веществом. Сила торможения энергичной частицы в веществе F опре-

деляется ионизационными потерями (рис. 4.2). Из рис. 4.2 видно, что сила F падает с ростом энергии электрона $\mathcal{E}$. Это вызвано тем, что быстрый электрон взаимодействует с электронами и ядрами нейтрального вещества как со свободными частицами, т.е. по закону Кулона. А сечение кулоновского рассеяния – сечение Резерфорда $\sigma \sim 1/\mathcal{E}^2$. Поэтому в нерелятивистской области сила торможения $F \sim \mathcal{E}\sigma N_m \sim 1/\mathcal{E}$, т.е. пропорциональна плотности молекул N_m и обратно пропорциональна энергии электронов. За счет релятивистских эффектов падение силы ионизационного торможения ослабевает. При $\mathcal{E} \geq 1$ МэВ она достигает минимума $F_{\min}$, а затем начинает логарифмически нарастать (рис. 4.2).

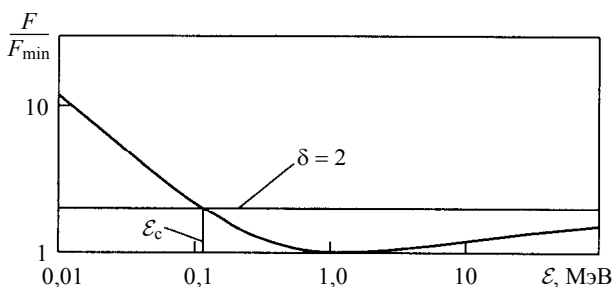


Рис. 4.2. Зависимость силы торможения F от энергии электрона $\mathcal{E}$. Сила F нормирована на $F_{\min}$, параметр $\delta = E/E_c$ [6^а]

С уменьшением силы трения связана возможность появления убегающих электронов в веществе, помещенном в электрическое поле. Действительно, если в среде имеется постоянное поле E , такое, что $E > E_c = F_{\min}/\mathcal{E}$, то электрон, имеющий достаточно высокую энергию $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$, где $\mathcal{E}_c \approx E_c \cdot mc^2/2E$ – критическая энергия убегания, будет непрерывно ускоряться полем (рис. 4.2). Такие электроны и называются **убегающими**. На возможность убегания быстрых электронов в атмосфере под влиянием грозowych облаков впервые указал Вильсон.

Пробой на убегающих электронах (ПУЭ) связан с генерацией вторичных электронов, появляющихся вследствие ионизации быстрыми убегающими частицами нейтральных молекул. Хотя основная масса вторичных электронов имеет малые энергии, могут родиться и электроны с достаточно большой энергией $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$. Такие электроны тоже станут убегающими, т.е. будут ускоряться полем и, в свою очередь, могут при

ионизации генерировать частицы с $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$. В результате появляется экспоненциально нарастающая лавина убегающих электронов. Вместе с ними генерируется и большое количество медленных электронов, что и приводит к электрическому пробое вещества. Важно, что пробой на убегающих электронах происходит в более слабом поле $E \geq E_c$, которое на порядок меньше порогового поля обычного пробоя E_{Π} . Например, в воздухе при атмосферном давлении $E_{\Pi} \sim 23 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$, $E_c \sim 2,16 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$.

Основную роль в ПУЭ играют электроны с энергией $\mathcal{E}$, близкой к $\mathcal{E}_c$. В одномерном случае движение электрона в направлении постоянного электрического поля E описывается уравнением

$$m \frac{dv}{dt} = eE - F(\mathcal{E}), \quad (4.32)$$

где $F(\mathcal{E})$, m , v , e – сила торможения, масса, скорость и заряд электрона. При движении вдоль поля из (4.32) получаем

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = e \sqrt{\frac{2\mathcal{E}}{m}} \left(E - \frac{F(\mathcal{E})}{e} \right). \quad (4.33)$$

Из полученного соотношения следует, что для электронов с энергией $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$ напряженность поля $E > F(\mathcal{E})/e$, и они ускоряются. При выполнении обратного соотношения $\mathcal{E} < \mathcal{E}_c$, напротив, $E < F(\mathcal{E})/e$, и такие электроны тормозятся.

Быстрые электроны в веществе теряют энергию, в основном, на ионизацию молекул. При ионизации образуется новый электрон с энергией $\mathcal{E}_1$. Число электронов N с энергией, превосходящей $\mathcal{E}_1$, создаваемых на единице длины ds в результате ионизации молекул быстрой частицей с энергией $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_1$, определяется соотношением

$$\frac{dN(\mathcal{E}_1)}{ds} = \frac{\pi Z N_m e^4}{mc^2 \mathcal{E}_1}. \quad (4.34)$$

Здесь Z – среднее число электронов в молекуле; N_m – плотность молекул. При $\mathcal{E}_1 \geq \mathcal{E}_c$ все вновь рожденные электроны становятся убегающими. Вводя характерную длину генерации убегающих электронов

$$l_a = \frac{dN^{-1}}{ds}_{\mathcal{E}_1=\mathcal{E}_c}, \text{ запишем выражение для нарастания количества убегающих электронов:}$$

$$\frac{dN}{ds} = \frac{1}{l_a} N_f, \quad (4.35)$$

где N_f – число быстрых электронов с энергией $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$. Быстрые электроны N_f – это те же убегающие электроны, но дополнительно ускоренные электрическим полем. Учитывая это обстоятельство, после некоторых преобразований можно записать соотношение для зависимости количества убегающих электронов от расстояния:

$$N = N_0 \exp(s/l_a). \quad (4.36)$$

Таким образом, убегающие электроны образуют лавину, экспоненциально нарастающую на характерной длине l_a . Для воздуха

$$l_a = \frac{(mc^2)^2}{2\pi N_m Z e^4} \frac{E_c}{E}. \quad (4.37)$$

Вместе с убегающими электронами экспоненциально нарастает и число медленных, тепловых электронов. Их количество, разумеется, много больше, чем число убегающих электронов. Это приводит к быстрому росту электропроводности среды, т.е. к электрическому пробое. В атмосфере вблизи поверхности Земли характерная длина нарастания лавины при пробое на убегающих электронах составляет несколько десятков метров. Вследствие падения плотности с высотой l_a растет.

Однако для осуществления пробоя на убегающих электронах выполнения только одного условия $E \geq E_c$ недостаточно. Необходимо наличие затравочных быстрых электронов с энергией, превосходящей критическую энергию убегания $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c \geq (0,1-1 \text{ МэВ})$. Еще более важно, что пространственный размер постоянного электрического поля в веществе L должен существенно превосходить характерную длину экспоненциального нарастания лавины убегающих электронов l_a : $L \gg l_a$.

В грозовой атмосфере характерные размеры облаков L всегда много больше l_a . Быстрые затравочные электроны также есть всегда – они эффективно генерируются космическими лучами. Поэтому осуществление пробоя на убегающих электронах в грозовых облаках оказывается вполне возможным при достижении электрическим полем значения E_c . Именно пробой на убегающих электронах, по-видимому, играет определяющую роль в таких замечательных явлениях, как гигантские высотные разряды между грозовыми облаками и ионосферой, мощные всплески γ -излучения, вспышки рентгеновского излучения и др.

Напряженность критического поля ПУЭ в атмосфере $E > E_c = F_{\min}/\mathcal{E}$ экспоненциально убывает с высотой. Таким образом, по достижении электрическим полем E в грозовом облаке значения E_c процесс ПУЭ может начать развиваться. При этом, поскольку вторичные электроны космических лучей имеют энергию до 30 МэВ и вследствие рассеяния на ядрах движутся во всех направлениях, в зависимости от знака электрического поля пробой может развиваться в любом направлении. Основную роль здесь играет возможность появления необходимого электрического поля, зависящая от соотношения между процессами генерации и релаксации поля E .

Следует различать два механизма генерации электрического поля. Первый – обычное плавное нарастание напряженности поля внутри и на границах облаков за счет действия атмосферных ветров, конвекции, силы тяжести и захвата заряженных частиц каплями воды, частичками льда, аэрозолями с характерными временами порядка 1–10 мин. Второй механизм – резкое изменение заряда в облаке вследствие мощного электрического разряда на Землю. Характерное время этого процесса – миллисекунды. Процесс регулярной генерации поля существует в основной зоне грозовых облаков на высотах 4–8 км. Здесь ПУЭ может проходить в форме множественных микропробоев. Они оказывают сильное влияние на электродинамику грозового облака и, возможно, служат одной из причин генерации молний.

Многочисленные наблюдения показывают, что максимальные электрические поля $E_{\max}$ в грозовых облаках в атмосфере не достигают пороговых полей обычного пробоя E_p , а близки к критическому полю ПУЭ E_c . На рис. 4.3 приведены примеры измерений на шарах-зондах электрического поля в грозовых облаках. Полученные данные сопоставлены с зависимостью критической напряженности поля $E_c(z)$ от высоты. Экспоненциальное спадание максимальной напряженности наблюдаемого поля $E_{\max}$ с высотой z находится в полном согласии с ходом $E_c(z)$. Также при $E_{\max}(z) \sim E_c(z)$ высока вероятность возникновения разрядов молний (L).

В приведенной выше модели пробоя на убегающих электронах рассматривалось торможение лишь одного электрона, не учитывалось ни рассеяние быстрых электронов на электронах и ядрах молекул, ни потери на генерацию излучения, ни функция распределения быстрых электронов по энергиям и моментам.

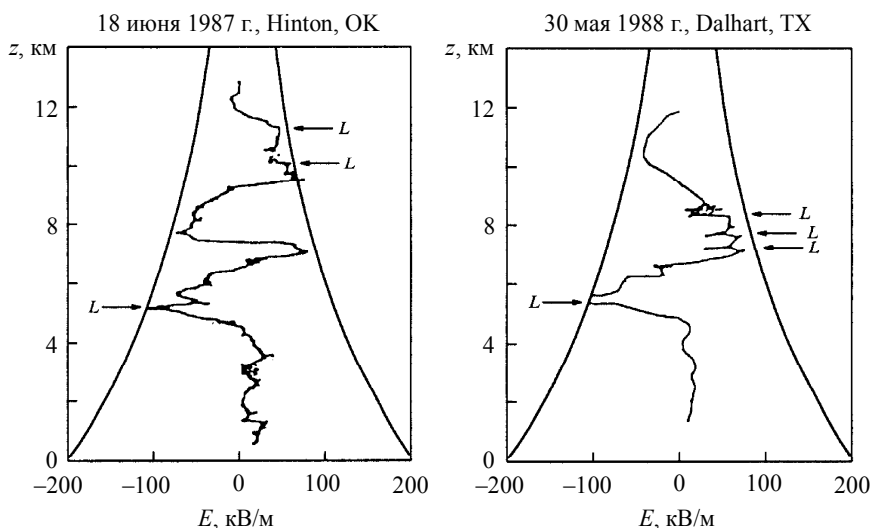


Рис. 4.3. Зависимости от высоты z измеренного на шарах-зондах электрического поля E и рассчитанного критического поля $E_c(z)$. Стрелками L указаны молниевые разряды [6^л]

Более того, излученные быстрыми электронами рентгеновские и γ -кванты сами способны ионизовать молекулы, а также порождать электрон-позитронные пары при взаимодействии с ядрами молекул. Таким образом, в грозовом электрическом поле возникает целый комплекс связанных процессов, индуцированных релятивистскими убегающими электронами и генерируемым ими излучением.

4.2.3. Механизмы генерации объёмных зарядов в мезомасштабных конвективных системах

Проблемы зарядки облачных частиц традиционно занимают важнейшее место в исследованиях грозового электричества. В литературе рассматривается множество механизмов разделения заряда, обладающих специфической микрофизикой. Они зависят от большого числа факторов, в частности от температуры, фазового состава, размеров облачных частиц. Далее мы будем следовать в основном работе [8^л]. В процессе электризации важную роль играет зависимость величины появляющегося заряда dq от напряженности электрического поля, по-

этому все механизмы принято подразделять на индукционные и безиндукционные (неиндукционные).

Для первого класса механизмов величина δq зависит от величины и направления внешнего электрического поля и связана с поляризацией взаимодействующих частиц. Для второго класса механизмов величина заряда, разделяемого при столкновениях гидрометеоров, не зависит в явном виде от напряженности электрического поля.

В последнее время большое внимание уделяется исследованию тонких физических процессов, связанных с формированием и развитием в атмосфере электрической структуры мезомасштабных конвективных систем. Характерной особенностью МКС является высокая молниевая активность (как правило, в ночное время суток) в течение нескольких часов. Как показали измерения электрического поля, проведенные на баллонах и самолетах, это связано с наличием долгоживущих (до 6–12 ч) слоев электрического заряда в стратифицированной области. Распределение вертикальных слоев заряда сохраняет примерно постоянную структуру во всей стратифицированной области.

При этом в большинстве экспериментов проявляется наличие интенсивного тонкого слоя положительного заряда в окрестности нулевой изотермы, а также более распределенного слоя отрицательного заряда ниже нулевой изотермы. В области стратификации должны действовать дополнительные механизмы электризации, способные длительное время поддерживать стабильность электрической структуры.

Более или менее общепринятой является «диполь-трипольная» модель электрической структуры облака, включающая «основные» отрицательный и положительный заряды (в среднем несколько десятков кулонов по величине), и меньший по величине (порядка 10 Кл) «нижний» положительный заряд. Основной отрицательный заряд занимает обычно интервал высот, соответствующий температурам от -10 до -25 °C, тогда как располагающийся выше основной положительный заряд распределен в более широком интервале высот в верхней части облака. Средние плотности электрического заряда в грозовых облаках не превышают обычно нескольких нКл/м³, а максимальная напряженность электрического поля составляет 200–300 кВ/м (что существенно ниже порога пробоя сухого воздуха).

Как показывают измерения, в верхней части области стратификации мезомасштабных конвективных систем, лежащей в области низких температур, наблюдается слой положительного заряда, а под ним – слой

отрицательного заряда. Формирование этих слоев скорее всего связано с электризацией мелких кристаллов льда и частиц снежной крупы при столкновениях. При этом вполне вероятным является вариант, при котором данные заряды активно образуются в области конвекции, а затем сносятся в область стратификации адвективными потоками воздуха.

Слой положительного заряда иногда располагается несколько ниже или выше нулевой изотермы, но всегда привязан к ней. Поэтому естественно предположение о том, что при формировании этого слоя положительного заряда основную роль играет электризация при таянии частиц льда. Учитывая, что отрицательный заряд находится ниже нулевой изотермы и распределен в большем диапазоне высот, можно предположить, что крупные тающие гидрометеоры заряжены отрицательно, а мелкие капли воды – положительно.

При прохождении области таяния, лежащей в окрестности нулевой изотермы, от гидрометеоров отрываются и сносятся встречным по отношению к гидрометеору потоком воздуха мелкие капли воды, уносящие электрический заряд. По мере развития процесса величина заряда, уносимого каждой каплей, увеличивается. Однако данный процесс разделения зарядов может идти только при достаточно тонкой водной оболочке. Поэтому, начиная с некоторой высоты, процесс отрыва электрических зарядов замедляется, а потом, несмотря на то, что капель с тающего гидрометеора отрывается все больше, зарядка прекращается.

Величина разделяемого заряда для индукционного и безындукционного механизмов определяется по-разному. Для индукционного механизма величина заряда, отрываемого в единицу времени, пропорциональна не только концентрации тающих гидрометеоров, частоте отрыва капель и функции таяния, но и напряженности электрического поля.

Для гидрометеоров с радиусом 1–2 мм скорость движения лежит в пределах от 1,25 до 5 м/с. Отрывающиеся от тающих гидрометеоров капли имеют размер на 1–2 порядка меньше. За время движения гидрометеора от нулевой изотермы к Земле от него отрывается несколько сотен частиц. Так как уменьшение массы в области интенсивной электризации не очень значительное, то считаем, что скорость их движения остается неизменной и не ведет к существенным изменениям скорости падения.

Сформулированная на основе обсуждаемых выше физических закономерностей модель [8^д] представляет систему уравнений, включающую уравнения непрерывности для плотности заряда различных фрак-

ций, участвующих в процессах формирования зарядовых слоев, и уравнение Пуассона:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \rho_Q}{\partial t} + V_Q \frac{\partial \rho_Q}{\partial z} &= -Rf(z) - \gamma \rho_Q A_+, \\
 \frac{\partial \rho_q}{\partial t} + V_q \frac{\partial \rho_q}{\partial z} &= Rf(z) + \gamma \rho_q A_-, \\
 \frac{\partial A_+}{\partial t} + \frac{\partial (V_+ A_+)}{\partial z} &= I(z) + \kappa A_+ A_- + \gamma A_+ \rho_Q, \\
 \frac{\partial A_-}{\partial t} + \frac{\partial (V_- A_-)}{\partial z} &= -I(z) - \kappa A_+ A_- - \gamma A_- \rho_q, \\
 \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial z} &= \rho_q + \rho_Q + A_+ + A_- + \rho_{Add}, \\
 V_{\pm} &= V_{\text{conv}} \pm b_{\pm} E, \\
 I(z) &= I_0 \exp(z/h),
 \end{aligned} \tag{4.38}$$

$$R = \begin{cases} \Delta q_0 \varpi N_Q, & \text{безындукционный механизм,} \\ \alpha \nu N_Q E, & \text{индукционный механизм.} \end{cases}$$

Первые четыре уравнения системы (4.38) описывают баланс плотности заряда тающих гидрометеоров (т.е. ледяных агрегатов) ρ_Q , заряженных капель воды ρ_q , положительных и отрицательных аэроионов воздуха A_+ и A_- . Здесь $I(z)$ – интенсивность ионообразования, растущая экспоненциально с высотой с характерным масштабом h . Величина функции R выбирается в зависимости от механизма разделения зарядов – безындукционного или индукционного, N_Q – концентрация тающих гидрометеоров, ϖ – частота отрыва заряженных капель воды, Δq_0 – максимальный заряд, отрывающийся в единичном акте электризации, α – коэффициент поляризации тающих гидрометеоров. Пятое уравнение представляет собой уравнение Пуассона, где учитываются все заряды, в том числе и заряды, образованные из-за процессов электризации в верхней части облака ρ_{Add} , которые считаем заданными. Шестое уравнение описывает скорость движения аэроионов, полностью определяемую воздушным потоком скорости конвекции V_{conv} , электрическим полем и подвижностью аэроионов $b_{\pm}$. Коэффициент рекомбинации легких

аэроионов $\kappa = 10^8 \text{ м}^3/(\text{Кл}\cdot\text{с})$, коэффициент прилипания аэроионов к каплям и гидрометеорам $\gamma = 10^7 \text{ м}^3/(\text{Кл}\cdot\text{с})$.

Рассмотрим пример моделирования электрической структуры МКС. Будем считать, что начальное поле создается зарядами, расположенными над нулевой изотермой и обозначенными в системе уравнений P_{Add} . Положительный заряд распределен по нормальному закону в интервале высот от 7 до 10 км, отрицательный – от 5,2 до 7 км. Максимальная плотность положительного заряда составляет $4 \cdot 10^{-11} \text{ Кл/м}^3$, отрицательного – $6,65 \cdot 10^{-11} \text{ Кл/м}^3$, причем интеграл от суммарного добавленного заряда, отнесенный к единице площади, равен нулю.

Наиболее простым, но достаточно часто реализующимся в экспериментах является профиль электрического поля, представленный на рис. 4.4, *а*. Для сравнения с этим профилем в [8^а] был рассчитан профиль электрического поля в следующих условиях (рис. 4.4, *б*). Был учтен слой отрицательного заряда над нулевой изотермой (от 4,5 до 6 км, распределенный по гауссову закону), равномерно растущий во времени (т.е. обусловленный постоянно действующим механизмом сепарации зарядов) и связанный, по предположению, с горизонтальной адвекцией зарядов из конвективной области. Максимальный заряд в слое достигал значения $5 \cdot 10^{-10} \text{ Кл/м}^3$.

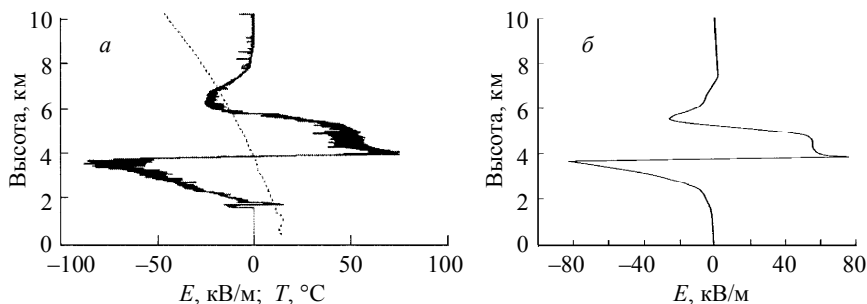


Рис. 4.4. Высотный разрез напряженности электрического поля в МКС и зависимость температуры от высоты: *а* – экспериментальные данные, *б* – модельные расчеты [8^а]

Видно, что профиль электрического поля практически полностью повторяет экспериментальный профиль не только качественно, но и количественно. На обоих профилях хорошо виден слой положительного заряда около нулевой изотермы. Он образуется вследствие действия ин-

дукционного механизма разделения зарядов около нулевой изотермы на высоте 4 км.

В положительном электрическом поле положительный электрический заряд индуцируется на верхней части тающей частицы. Заряд разделяется при таянии и сносится медленным восходящим потоком. Выше этого слоя виден тонкий экранирующий слой отрицательного заряда. В расчетах он появляется вследствие выноса отрицательных аэроионов восходящим потоком воздуха из области, имеющей отрицательный заряд и характеризующейся интенсивным прилипанием положительных аэроионов к тающим гидрометеорам.

Таким образом, электризация тающих гидрометеоров вблизи нулевой изотермы позволяет удовлетворительно объяснить экспериментальные данные по структуре электрического поля и заряда в стратифицированной области МКС, а роль легких аэроионов не ограничивается релаксацией электрических зарядов – они дают существенный вклад в формирование электрической структуры грозowych облаков. Результаты моделирования показывают, какие процессы важны для объяснения аномально высокой молниевой активности мезомасштабных конвективных систем и поддержания квазистационарного состояния глобальной электрической цепи.

4.3. Модели глобальной электрической цепи

Приведенный в предыдущих разделах материал показал, что характеристики электрического поля атмосферы являются взаимозависимыми как в локальном, так и в глобальном масштабе. Структура электрических полей и токов, баланс электрических токов, условия существования электрического поля определяются состоянием глобальной атмосферно-электрической токовой цепью, для описания которой разработан ряд моделей различной степени сложности.

4.3.1. Основные модели ГЭЦ

Согласно концепции Вильсона, сформулированной в начале 20-х годов прошлого века, основными источниками, поддерживающими потенциал ионосферы, служат кучево-дождевые и слоисто-дождевые облака. Зонами возвратных токов являются области хорошей погоды. Как известно, фундаментальное экспериментальное подтверждение концепция Вильсона получила уже в конце 20-х годов XX столетия.

Модель Вильсона [49^д, 50^д]. С помощью (4.17) можно получить основные математические соотношения, связывающие электрические параметры атмосферы в модели Вильсона. В квазистационарном случае (4.16) при отсутствии грозových источников и толщине атмосферы $\Delta H \ll r_0$ (r_0 – радиус Земли) из (4.25) следует соотношение

$$j_0 = \lambda E_r, \quad (4.39)$$

где j_0 – плотность электрического тока; E_r – радиальная составляющая напряженности электрического поля.

Выражая E_r из (4.39) и подставляя это соотношение в выражение

для электрического потенциала $\varphi = - \int_{r_0}^r E_r dr$, получим

$$\varphi = -j_0 R_c, \quad R_c = \int_{r_0}^r \frac{dr}{\lambda}, \quad (4.40)$$

где R_c – сопротивление единичного столба атмосферы.

Полагая $r = \infty$, для плотности электрического тока и напряженности электрического поля получим выражения

$$j_0 = -\frac{\varphi_\infty}{\lambda R_\infty}, \quad E_r = \frac{\varphi_\infty}{\lambda R_\infty}, \quad \varphi = \varphi_\infty \frac{R_c}{R_\infty}. \quad (4.41)$$

Общее сопротивление атмосферы и полный ток в атмосфере представляются соотношениями

$$R = \int_{r_0}^r \frac{dr}{4\pi r^2 \lambda(r)}, \quad I = 4\pi r_0^2 \lambda(r_0) E_r^0, \quad R_\infty = \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{\lambda}. \quad (4.42)$$

Для атмосферы с экспоненциальной зависимостью электропроводности от высоты ($\lambda = \lambda_0 \exp[\alpha(r - r_0)]$) имеем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} R_c &= -\frac{1}{\lambda_0 \alpha} [1 - \exp(-\alpha(r - r_0))], \quad R = \frac{1}{4\lambda \alpha \pi r_0}, \\ \varphi(r) &= -\frac{j_0}{\lambda_0 \lambda} [1 - \exp(-\alpha(r - r_0))], \\ E_r &= \frac{j_0}{\lambda_0} \exp(-\alpha(r - r_0)). \end{aligned} \quad (4.43)$$

Потенциал ионосферы φ_∞ , связанный с числом грозových токовых генераторов, действующих в данный момент по всему земному шару, имеет вид

$$\varphi_\infty = R \sum_i \frac{R_{li}}{R_{ci}} I_i = RI, \quad (4.44)$$

где R_{li} – внутреннее сопротивление грозowego генератора; R_{ci} – сопротивление атмосферы под грозowym генератором и над ним, включая внутреннее сопротивление и генератора ($R_{ci} = R_{li} + R_{2i} + R_{3i}$); I – суммарный ток, даваемый грозowymi облаками в ионосферу.

Эквивалентная электрическая схема действия грозowego генератора представлена на рис. 4.5. Для экспоненциального хода электропроводности $\lambda = \lambda_0 \exp(\alpha(r - r_0))$ из (4.44) получается следующее выражение потенциала ионосферы:

$$\varphi_\infty = \frac{1}{4\pi r_0^2 \alpha} \sum I_i \left(\frac{1}{\lambda_{i-}} - \frac{1}{\lambda_{i+}} \right), \quad (4.45)$$

где λ_{i-} , λ_{i+} – электропроводность в окрестности отрицательного q_{i-} и положительного q_{i+} зарядов грозowego облака ($I_i = 4\pi\lambda_{i+}q_{i+} = -4\pi\lambda_{i-}q_{i-}$).

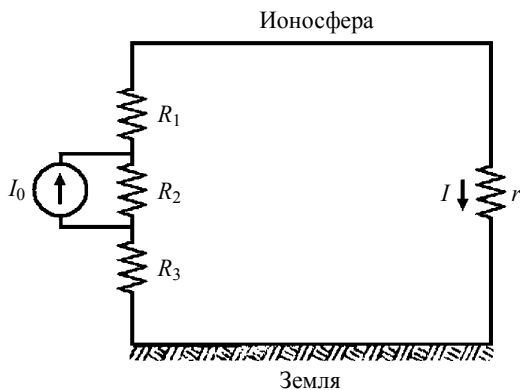


Рис. 4.5. Эквивалентная электрическая схема глобальной токовой цепи

При сравнении унитарной вариации поля за отдельные сезоны и соответствующих изменений числа разрядов соблюдается четкая параллельность в суточном ходе. Эти выводы являются существенными для объяснения грозового происхождения электрического поля Земли. Однако они не снимают некоторых несоответствий в «грозовой теории». Например, отсутствие параллельности между годовым ходом градиента потенциала и числом молниевых разрядов на Землю.

Модель Френкеля. В этой модели [30] считается, что заряд земной поверхности следует рассматривать не как первопричину атмосферного электрического поля, а как следствие воздействия стационарной циркуляции токов, замыкающихся через Землю. Я.И. Френкель полагал, что «элементарным процессом в области электрических явлений следует считать не процесс электризации, а процесс поляризации, связанный с пространственным разделением зарядов противоположного знака». В соответствии с таким подходом облака рассматриваются своеобразным электрогравитационным генератором тока. Учитывая, что средняя напряженность поля под облаком оказывается в 100 раз больше, чем у земной поверхности при ясном небе, а Земля является хорошим проводником электричества, то облако должно индуцировать на ее поверхности заряд. Этот заряд эквивалентен системе зарядов, создающих поле в воздухе, и будет располагаться под землей симметрично относительно земной поверхности. В свою очередь, причина поляризации облачных структур состоит в том, что крупные облачные частицы заряжены отрицательно, а маленькие несут положительный заряд эквивалентной величины. Под влиянием силы тяжести крупные частицы падают быстрее относительно воздуха, чем мелкие, поэтому на нижней кромке облаков сосредотачиваются отрицательные заряды, а на верхней – положительные.

В рассматриваемой модели Земля с тропосферой представляет электростатическую машину, в которой электрический ток имеет характер разрядного тока. Вероятными механизмами микроразделения электрических зарядов считаются: механизм «внешней» электризации, основанный на ионизации воздуха космическим излучением и присоединением ионов к материальным частицам, и механизм «внутренней» электризации, обусловленной либо непосредственным действием космических и ультрафиолетовых лучей, либо «баллоэлектрическим» (электризация при измельчении частиц) эффектом.

Из модели следует, что суточные и сезонные вариации элементов атмосферного электричества связаны с изменениями только в тро-

посфере. Если считать, что интенсивность космических лучей практически не зависит от положения Солнца, то суточные вариации зависят главным образом от запыленности атмосферы. Напряженность E и электропроводность λ связаны между собой соотношением

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} + \frac{\Delta E}{E} = 0. \quad (4.46)$$

Здесь первое слагаемое может быть вычислено по формуле $\Delta\lambda/\lambda = \Delta n/n$, где n – концентрация ионов. Концентрация n связана с концентрацией частиц пыли в воздухе N соотношением $\alpha n_0 = \beta n^2 + \gamma Nn$, где коэффициент α пропорционален интенсивности космических лучей; n_0 – концентрация ионов, возникших под действием космических лучей; β – коэффициент рекомбинации ионов; γ – коэффициент адсорбции. Исходя из этого, объясняется уменьшение λ , которое зависит от вертикальных воздушных течений и процесса образования кучевых облаков в утренние часы. В зимние месяцы наблюдается минимум λ в дневные часы и максимум ночью. В летние месяцы появляется второй минимум до полудня и второй максимум после полудня. Считается, что одна из волн обусловлена колебаниями облачности, а вторая – колебаниями запыленности (которые, естественно, различимы только в приземном слое).

Диффузионная модель. Модель [25^л] создана для описания электрических процессов в нижнем слое атмосферы. Модель предполагает, что в этом слое существует разность подвижностей положительных и отрицательных аэроионов. Нижняя атмосфера под действием космического излучения и естественной радиации Земли заметно ионизована. Мощность источника ионизации здесь $\sim 1\text{--}2 \text{ см}^3/\text{с}$. Процессы рекомбинации с коэффициентом $10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$, диффузии и осаждения ограничивают концентрацию аэроионов до $10^3/\text{см}^3$. Экспериментальные результаты показывают, что подвижность отрицательных аэроионов примерно на 30 % выше, чем положительных [24^л]. Поэтому при наличии градиентов средней концентрации ионов ($\nabla n \neq 0$), например вследствие поглощения аэроионов на подстилающей поверхности Земли, будет иметь место некоторое разделение объемных зарядов $\delta \nabla n$, где $\delta = D_+ - D_-$; $D_{\pm}$ – коэффициенты молекулярной диффузии положительных и отрицательных ионов.

Таким образом, возникает динамический двойной слой, обусловленный разницей потоков поглощенных ионов. Отрицательная часть его располагается на поглощающей поверхности, а положительная – в узком слое воздуха в диффузионном погранслое. Турбулентные и регулярные движения воздушных масс выравнивают положительный заряд по толщине тропосферы. Поэтому поверхность Земли приобретает избыток отрицательного заряда, а нижняя часть атмосферы – соответственно положительного. Максимальная величина разделенных зарядов, а следовательно, и амплитуда поля будут ограничены вследствие движения зарядов под действием поля.

Для горизонтально однородной атмосферы, граничащей с однородной подстилающей поверхностью, эти процессы описываются следующей системой уравнений [22^а]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_+}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} K_+ \frac{\partial n_+}{\partial z} - u_+ \frac{\partial E n_+}{\partial z} + Q - \alpha n_+ n_-, \\ \frac{\partial n_-}{\partial z} &= 4\pi \frac{\partial}{\partial z} K_- \frac{\partial n_-}{\partial z} + u_- \frac{\partial E n_-}{\partial z} + Q - \alpha n_+ n_-, \\ \frac{\partial E_-}{\partial z} &= 4\pi e(n_+ - n_-),\end{aligned}\tag{4.47}$$

где n – концентрация ионов; u – подвижность ионов; e – элементарный заряд; Q – источник ионов; α – коэффициент рекомбинации; K – эффективный коэффициент диффузии ионов (учитывающий не только турбулентную, но и молекулярную диффузии). Учет молекулярной диффузии важен главным образом вблизи поглощающей поверхности на масштабах длины шероховатости, где заметно различие K_+ и K_- .

Так как в общем случае анализ системы уравнений (4.47) возможен только численными методами, то для упрощения системы (4.47) необходимо привести разности $n = n_+ - n_-$, $\Delta K = K_+ - K_-$ и поле E к величинам первого порядка по δ/D . Это можно осуществить при условии, что разность молекулярных коэффициентов диффузии ионов (а следовательно, и подвижностей) мала по сравнению с их средним значением, т.е. $|\delta/D| \ll 1$.

В конечном итоге, после некоторых преобразований выражение для E приобретает вид

$$E(0) \geq 8\pi e \bar{N} L_e \left[\left(\frac{D}{D_+} \right)^{3/4} - \left(\frac{D}{D_-} \right)^{3/4} \right] \ln^{-1} \frac{H}{d_0}, \quad (4.48)$$

где $\bar{N} = \sqrt{Q/\alpha}$ – концентрация равновесного состояния; D – среднее значение; $L_e = kv_*/4g\lambda$ (k – постоянная Кармана, v_* – динамическая скорость, $\lambda = 2eb\bar{N}$ – проводимость воздуха в приземном слое); H – высота приземного слоя.

Используя данные [22^д, 39^д], для типичных значений подвижностей $u_+ = 1,4 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $u_- = 1,9 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, параметра диффузной шероховатости $d_0 \sim 1 \text{ см}$, $\lambda = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $v_* = 40 \text{ м/с}$, $L_e \sim 4 \cdot 10^3 \text{ см}$, а также для значения $Q = 1 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $\alpha = 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ из (4.47) получаем

$$|E(0) \geq 50 \text{ В/м}|$$

при $\bar{N} = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, $H_e = 1,6 \cdot 10^4 \text{ см}$, что сравнимо с типичными значениями напряженности в нижней атмосфере.

Описание молекулярной и турбулентной диффузии аэроионов уравнениями (4.47) оставляет в стороне вопрос о механизмах их генерации над океанами или континентами. Поэтому для диффузионной модели важное значение имеют экспериментальные данные по вариации электрического поля вблизи земной поверхности. В работе [18^д] средний годовой ход градиента потенциала электрического поля был подсчитан исходя из среднесуточных значений градиента, в отличие от принятых среднemesячных.

Данные показали, что в зимнее время амплитуда колебаний достигает наибольшего значения. Причем здесь выявлена особенность, заключающаяся в том, что градиент потенциала повышается в конце осени и зимой, а затем резко спадает весной. Это согласуется со средними датами появления и схода снежного покрова. Такой результат можно объяснить, если предположить, что главную роль в формировании атмосферного электричества играет естественная радиация (гипотеза Эберета) [29^д]. Это наглядно видно из рис. 2.7, где представлен график среднего годового хода градиента потенциала V' и средней высоты снежного покрова h (данные наблюдений в Воейково).

Модель Мокино. Попытка описания глобальной токовой цепи с учетом орографии земной поверхности предпринята в работе [41^а]. В модели считаются практически малыми горизонтальные электрические поля. Электропроводность $\lambda(z)$ на высоте z и широте θ задается следующим образом:

$$\begin{aligned}\lambda(z, \theta) &= \lambda_r(\theta) \exp(\alpha z), & z \geq z_1, \\ \lambda(z, \theta) &= \lambda_s(\theta) \exp(z / \beta(\theta)), & z \leq z_1, \\ \lambda_r(\theta) &= \lambda_0 (1 + \Delta F [1 + \cos(3\theta - 30^\circ) / 2]), \\ 30^\circ &\leq \theta \leq 150^\circ, \\ \lambda_r(\theta) &= \lambda_0 \exp(1 + \Delta F), & \theta < 30^\circ, \quad \theta > 150^\circ, \\ \beta(\theta) &= z_1 / \ln \left[\frac{\lambda_r}{\lambda_s} \exp(\alpha z) \right],\end{aligned}\tag{4.49}$$

где λ_s – электропроводность на уровне моря; λ_0 – электропроводность на экваторе; $(\theta = \pi/2)$, $(1 + \Delta F)$ – отношение электропроводности на полюсах к электропроводности на экваторе. Для модельных расчетов выбирались следующие параметры: $\lambda_s = 2,2 \cdot 10^{-14}$ См/м, $\lambda_0 = 1,1 \cdot 10^{-13}$ См/м, масштаб высоты электропроводности в верхнем слое $\alpha = 8$ км⁻¹; высота верхней границы, разделяющей два проводящих слоя, $z_1 = 8$ км; высота верхней границы $z_m = 60$ км; широтный фактор вариации электропроводности в верхнем слое $\Delta F = 1$. Высота расположения положительного заряда $z_p(\theta_i)$ и отрицательного заряда $z_n(\theta_i)$ в грозовом облаке определены выражениями

$$z_p(\theta_i) = z_{p0} - \Delta z \cos \theta_i, \quad z_n(\theta_i) = z_p(\theta_i) - \Delta H,\tag{4.50}$$

где $z_{p0} = 9$ км – высота положительного заряда грозового облака на экваторе; $\Delta z = 4$ км – разность между высотами расположения зарядов на полюсе и на экваторе; $\Delta H = 3$ км.

В активных грозовых областях (Африка, Азия, Океания и Америка) плотность тока грозового источника $j_0(\theta_i, \varphi_i, t)$ максимальна и равна $77,14 \cdot 10^{-12}$ А/м⁴.

Для рассмотрения унитарной вариации ионосферного потенциала использовалось гауссово распределение грозовой активности с максимумом 16 ч по местному времени. С использованием описанной модели были рассчитаны унитарные суточные вариации для ионосферного потенциала $\varphi(t)$ и глобального тока I_3 .

Расчеты показали, что существует три пика для этих параметров: 6, 15 и 20 ч по Гринвичу, причем в 6 ч – минимальный, а в 20 ч – максимальный. Максимумы соответствуют тому моменту времени, когда грозы становятся активными в Азии, Океании, Африке и Америке. Средние дневные значения $\varphi(t) = 293$ кВ, $I_3(t) = 1254$ А. Минимальные и максимальные значения составляют 81 и 124 % от средних значений, глобальное сопротивление атмосферы $R = 233$ Ом. Рассчитанные вариации $\varphi_\infty(t)$ совместимы с оценками [43^а], основанными на данных наблюдений за вертикальным профилем напряженности электрического поля E_z . Дневные вариации $\varphi_\infty(t)$ соответствуют дневным вариациям E_z и j_z над океанами или незагрязненными районами. Относительная изменчивость рассчитанных значений согласуется с данными наблюдения E_z и j_z [40^а, 52^а].

Расчеты глобального распределения E_z и j_z показывают, что плотность электрического тока зависит от орографии земной поверхности. Так, на Тибете в 20 ч по Гринвичу $j_z = 1,4 \cdot 10^{-11}$ А/м², а на экваторе $j_z = 2,3 \cdot 10^{-12}$ А/м⁴. Орографический эффект возникает вследствие того, что величина общего сопротивления атмосферы над разными областями земной поверхности различна.

Модель Роббла – Хейса. К середине 80-х годов XX в. сформировались основы модельного описания ГЭЦ в рамках стационарного приближения. Наиболее общая стационарная модель была предложена Робблом и Хейсом [2^а]. Модель Роббла – Хейса с разрешением 5° по широте и долготе позволила получить распределения потенциала в атмосфере при некоторых модельных предположениях о среднем распределении точечных источников в главных грозовых очагах.

Эта модель [26^а] учитывает эквипотенциальность геомагнитных линий в ионосфере и магнитосфере. Здесь условие

$$\frac{1}{4\pi} \oint \varphi d\Omega = \varphi_\infty \quad (4.51)$$

для решения уравнения

$$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} \varphi) = -4\pi \sum_i q_i \delta(r - r_i), \quad (4.52)$$

где S_2 – поверхность, лежащая в высокопроводящих слоях атмосферы; Ω – телесный угол; φ_∞ – средний потенциал ионосферы; q_i , r_i – заряд и радиус-вектор i -го грозового источника; $\delta(r - r_i)$ – функция Дирака, заменяется условием

$$\varphi(\lambda_m, \mu, \hat{\varphi}) = \varphi(\lambda_m, -\mu, \hat{\varphi}), \quad \frac{\partial}{\partial \lambda} \varphi(\lambda_m, \mu, \hat{\varphi}) = \frac{\partial}{\partial \lambda} \varphi(\lambda_m, -\mu, \hat{\varphi}), \quad (4.53)$$

где $\mu = \cos \theta$; $\hat{\varphi}$ – угловые переменные в сферической системе координат; λ_m – электропроводность на высоте магнитосферы ($z_m = 105$ км). Вся атмосфера условно разделена на четыре области: «0» – область тропосферы, в которой учитываются орографические особенности поверхности Земли; «1» – верхняя тропосфера, содержащая грозовые источники; «2» – стратосфера и мезосфера, лежащие выше грозовых источников; «3» – область ионосферы и магнитосферы. Заряд происходит в областях под грозовыми облаками, а разряжается атмосфера в областях «хорошей погоды». При этом стационарное моделирование глобальной токовой цепи можно применять при рассмотрении нестационарных процессов, если выполняется условие $T \ll \tau_\lambda$ (T – время, характеризующее электрические процессы, связанные с грозами: изменение токов, текущих от гроз, или число гроз; τ_λ – время электрической релаксации).

Важнейшим направлением дальнейшего развития моделирования ГЭЦ является учёт нестационарных процессов. В частности, остаётся малоисследованным вопрос о вкладе в ГЭЦ молний и переходных токов, текущих после молниевых вспышек. Обычно подразумевается, что электрический заряд, перенесённый с облака на Землю молниевой вспышкой, быстро перераспределяется по поверхности Земли и, следовательно, даёт непосредственный вклад в полный заряд Земли и в эффективный ток зарядки (или разрядки, в зависимости от полярности вспышки) ГЭЦ. Однако известно, что после этого быстрого процесса (длительность типичной отрицательной вспышки – не более нескольких сотен миллисекунд) начинается медленная переходная стадия, вызванная перераспределением заряда в окружающей атмосфере. Переходная стадия (длительностью до нескольких десятков и сотен секунд) приво-

дит к частичной нейтрализации заряда, перенесённого на Землю, и переносу заряда в ионосферу. Заряды, перенесённые на Землю и ионосферу после переходной стадии, и представляют собой полный вклад молниевой вспышки в ГЭЦ.

Общим направлением моделирования ГЭЦ является развитие самосогласованных моделей, способных учитывать и нестационарные эффекты, и неоднородность распределения проводимости, в том числе связанную с возмущениями потоков космических лучей, выпаданиями энергичных частиц, выбросами аэрозольных частиц (например, при извержениях вулканов) и радиоационных авариях.

В последнее время одним из важнейших инструментов изучения климата и его изменений стали физико-математические модели высокого разрешения. Учёт атмосферных электрических явлений в климатических моделях связан с рядом проблем, важнейшей из которых является необходимость параметризации количества и интенсивности грозовых облаков и молниевых вспышек в зависимости от основных физических характеристик конвективной облачности. Дело в том, что шаг по пространству и по времени в моделях циркуляции атмосферы и океана даже для моделей с наиболее высоким разрешением очень велик по сравнению с пространственно-временными масштабами процессов конвекции, ответственных за образование грозовых облаков.

4.3.2. Электрические токи в атмосфере и внутриатмосферные источники (генераторы) ГЭЦ

При описании глобальной атмосферно-электрической токовой цепи выделяют несколько разных по величине и направлению токов [10, 26].

Под влиянием электрического поля в атмосфере к Земле течет вертикальный ток проводимости j_{Π} . Многолетние результаты наблюдений показывают, что средняя плотность электрического тока вблизи поверхности Земли имеет порядок 10^{-12} А/м². На всю поверхность Земли при такой плотности течет ток около 1800 А. Плотность вертикального тока проводимости относительно постоянна по высоте. Наибольшее отклонение от постоянства j_{Π} испытывает в слое перемешивания. В атмосфере текут также токи конвективного переноса зарядов осадками и аэрозолями, токи с острий при высоких значениях напряженности поля, токи молний на земную поверхность. Кроме этого, существуют токи, связанные с переносом объемных зарядов в горизонтальном на-

правлении воздушными течениями. Плотность последних определяется соотношением $j_r = v\rho$, где v – скорость воздушных течений, а ρ – плотность объемных зарядов.

Так как в стационарных условиях суммарная плотность тока не должна меняться с высотой, то в слое перемешивания сумма плотностей вертикального тока проводимости, конвективного и диффузного, равна плотности тока проводимости на больших высотах. Если рассматривать только вертикальный ток проводимости, направленный в условиях «хорошей погоды» к земной поверхности, то в результате его действия электрическое поле в атмосфере быстро бы исчезло. Поскольку изменение потенциала $\frac{d\varphi}{dh} = -4\pi\sigma$ (σ – среднее значение поверхностной плотности

заряда Земли), то $\frac{d}{dt}\left(\frac{d\varphi}{dh}\right) = -4\pi\frac{d\sigma}{dt}$. А $\frac{d\sigma}{dt} = j_{\pi} = \lambda\frac{d\varphi}{dh}$, поэтому

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{d\varphi}{dh}\right) = -4\pi\lambda\frac{d\varphi}{dh}. \quad (4.54)$$

После интегрирования (4.54) найдем

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{d\varphi}{dh}\right)_t = \left(\frac{d\varphi}{dh}\right)_0 e^{-4\pi\lambda t}. \quad (4.55)$$

Из (4.55) следует, что время, в течение которого заряд Земли в отсутствие перезарядки за счет других токов атмосферы уменьшился бы до $1/e \approx 0,37$ от своего первоначального значения, равно ~ 8 – 10 мин. Однако заряд Земли не меняется за счет существования атмосферно-электрических генераторов, заряжающих Землю. И решение этого вопроса следует искать во всей совокупности электрических токов, посредством которых осуществляется обмен зарядами между поверхностью и атмосферой. В табл. 4.1 из [27] приведены величины рассматриваемых токов с указанием направления для одного из регионов на земной поверхности (Кембридж, Англия).

Небольшой отрицательный баланс токов характеризует данный район и должен быть иным в других (особенно в районах мировых грозových очагов). В итоге, если для поверхности всей Земли суммарный баланс окажется равным нулю, то можно считать указанные процессы ответственными за поддержание равновесного состояния электрических токов между земной поверхностью и атмосферой.

Таблица 4.1

Региональный баланс электрических токов в атмосфере

Название токов	Количество электричества, Кл/(км ² ·год)
Вертикальный ток проводимости	+60
Конвективный ток переноса осадками и аэрозолями	+20
Ток с острий	–100
Токи молний на Землю	– 20
Всего	–40

Принципиальная схема глобальной токовой цепи в атмосфере выглядит, как представлено на рис. 4.6 [27].

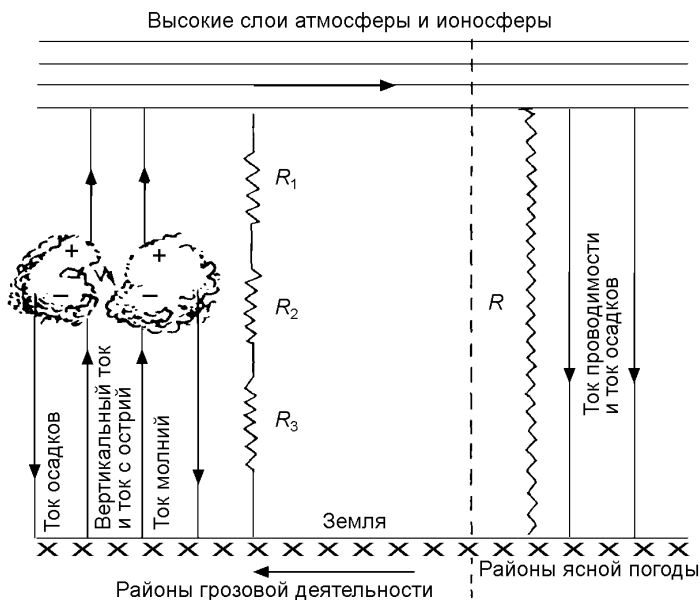


Рис. 4.6. Схема электрических токов в атмосфере

В районах ясной погоды идут только токи разрядки между положительно заряженной атмосферой и отрицательно заряженной Землей. Плотность этих токов оценивается в $4 \cdot 10^{-16}$ А/см², а полный ток — в 1700–1800 А при глобальном сопротивлении $R = 230$ Ом. В районах

грозовой деятельности токи разрядки идут и в обратном направлении. При расчетах токов различных направлений в районах грозовой деятельности принято выделять сопротивление R_1 между положительным зарядом в атмосфере и ионосферой, сопротивление R_2 между положительными и отрицательными зарядами в атмосфере, сопротивление R_3 между отрицательным зарядом в атмосфере и Землей. Две ветви системы электрических токов в атмосфере замыкаются внизу токами в литосфере Земли, а вверху – токами в хорошо проводящих верхних слоях атмосферы, включая ионосферу.

Однако сложная структура токов в литосфере зависит от ее строения и может отразиться на локальной структуре электрического поля атмосферы [5^л]. То есть здесь возникают новые проблемы, связанные с взаимодействием геосферных оболочек и их влиянием на глобальную электрическую цепь [2^л].

4.3.3. Внеатмосферные источники, поддерживающие ГЭЦ

Хорошо известно, что наряду с генераторами, находящимися в нижней части атмосферы, существенный вклад в распределение потенциала и тока ГЭЦ дают ионосферные и магнитосферные генераторы [7^л]. В полярной шапке разность потенциалов «утро – вечер» величиной 40–100 кВ (суммарный ток порядка 10^6 А) генерируется магнитосферным динамо, представляющим собой магнитогидродинамический (МГД) генератор, трансформирующий кинетическую энергию солнечного ветра в электрическую энергию. В условиях низкой геомагнитной активности при горизонтальных масштабах источника порядка 500 км вклад электрических полей магнитосферной конвекции может обусловить около 20 % вариации приземного электрического поля высоких широт, тогда как в условиях магнитных бурь возмущения поля и широтные масштабы влияния этого генератора существенно возрастают. Вариации электрического поля, обусловленные динамо-действием приливных волн в E -области ионосферы, составляют 5 % от среднего значения напряжённости поля средних широт.

Взаимодействие движущихся проводящих сред с магнитным полем в околоземном пространстве приводит к их поляризации и формированию соответствующих токовых систем, локализованных в основном за пределами атмосферы. При этом часть возникающих токов протекает вблизи ее верхней границы, замыкаясь на ионосферных высотах. С учетом сравнительно низкой электрической проводимости атмосферы

лишь небольшая часть магнитосферных токов ответвляется в ее нижние слои и замыкается через хорошо проводящую планету, возмущая приземное электрическое поле. Однако с учетом того, что характерная величина текущих в магнитосфере токов составляет $\sim 10^6$ А, даже небольшая их часть способна существенно возмутить токовую систему нижней атмосферы. Эффективность вклада магнитосферных токовых систем в глобальную цепь определяется соотношением обусловленного ими электрического поля вблизи земной поверхности (или соответствующей плотности тока) и так называемого поля хорошей погоды, составляющего ~ 100 В/м. Кроме того, указанное возмущение электрического поля должно наблюдаться на значительной части поверхности Земли.

Примером такого рода источника в глобальной электрической цепи может служить взаимодействие солнечного ветра с магнитным полем Земли. Указанное взаимодействие приводит к крупномасштабной поляризации магнитосферы, возникающее при этом электрическое поле конвекции проецируется вдоль силовых линий магнитного поля в область высоких широт и обеспечивает квазистационарную разность потенциалов поперек аврорального овала. Существующие в настоящее время достаточно развитые модели магнитосферной конвекции позволяют найти распределение электрического потенциала поля конвекции на высотах ионосферы и соответствующее данному распределению электрическое поле в нижней атмосфере. Согласно оценкам, обусловленное токами магнитосферной конвекции приземное электрическое поле локализовано в приполярных областях, ограниченных авроральным овалом, и в зависимости от параметров солнечного ветра в условиях низкой геомагнитной активности варьируется в интервале 20–40 В/м. Указанные значения находятся в хорошем соответствии с результатами прямых измерений электрического поля на высокоширотных станциях.

Еще одним механизмом генерации атмосферного электрического поля является эффект униполярной индукции, проявляющийся в возникновении электрического поля коротации в окрестности вращающейся проводящей намагниченной планеты. Одна из первых оценок приземного электрического поля, обусловленного относительным вращением планеты и планетарной плазменной оболочки, была приведена в [7^д], в которой было найдено точное решение уравнений токостатики в системе, состоящей из вращающейся хорошо проводящей планеты с дипольным магнитным полем, вращающейся вместе с планетой атмо-

сферы с однородной проводимостью и расположенной над атмосферой области магнитосферной плазмы.

Рассмотренный механизм генерации атмосферного электричества способен обеспечить разность потенциалов между верхней и нижней границами атмосферы, по порядку величины равную униполярному потенциалу (в земных условиях это приблизительно 90 кВ) и пропорциональную разности скоростей вращения магнитосферной плазмы и планеты. Поскольку разность потенциалов между Землей и ионосферой в глобальной цепи составляет ~ 250 кВ, рассмотренный механизм способен обеспечить заметный вклад в токовую систему нижней атмосферы. В этой модели эффект планетарного электрического генератора существенно зависит от разности угловых скоростей планеты и плазменной оболочки, при этом вращение плазмы за пределами атмосферы предполагалось твердотельным.

Естественно предположить, что одним из факторов, способным оказывать существенное влияние на эффект планетарного электрического генератора, является нетвердотельность вращения проводящей среды за пределами атмосферы. Явление нетвердотельности вращения земной ионосферы (супервращения ионосферы) хорошо известно и отмечалось в ряде работ по измерению торможения искусственных спутников Земли. Супервращение проявляется в опережающем по сравнению с вращением Земли течением ионосферной плазмы на высотах примерно до 400 км, однако оценки отношения угловой скорости такого течения к угловой скорости Земли у разных авторов заметно отличаются.

4.4. Электрические явления в верхней тропосфере и средней атмосфере

4.4.1. Инициация электрических разрядов в средней атмосфере

Согласно существующим представлениям, физическая причина возникновения спрайтов и гало на достаточно большой высоте весьма проста: пороговое поле пробоя воздуха падает в атмосфере с высотой экспоненциально (в соответствии с экспоненциальным падением давления воздуха), в то время как возмущения электрического поля, возникающие в момент мощных молниевых вспышек облако – земля, уменьшаются с высотой по степенному закону и на определенных высотах превышают пробойное поле. Большая часть известных к настоящему времени экспериментальных фактов объясняется в рамках гипотезы о развитии

электронных лавин в квазистатическом поле, обусловленном быстрым перераспределением заряда в нижележащем облаке во время вспышки.

Важная особенность критического поля ПУЭ состоит в том, что оно экспоненциально быстро убывает с высотой. Вместе с тем проводимость воздуха на высоте выше 20–30 км весьма велика, так что постоянное электрическое поле на высотах 20–50 км благодаря поляризации исчезает за времена порядка 10 с или даже меньше. Поэтому в квазистационарном состоянии поле здесь практически отсутствует ($E \sim 0$).

Однако после сильного положительного разряда на Землю (а положительные молнии переносят заряд до 100 Кл и более) баланс нарушается и в большой пространственной области может возникнуть на короткое время поле E , значительно превышающее критическое.

Простейшая модель такой системы представлена на рис. 4.7. Пусть в облаке диаметром ~ 10 км расположен слой положительного заряда в 100 Кл на высоте 18 км, а соответствующий слой отрицательного заряда находится на высоте 5 км. Электрическое поле вне облака экранировано

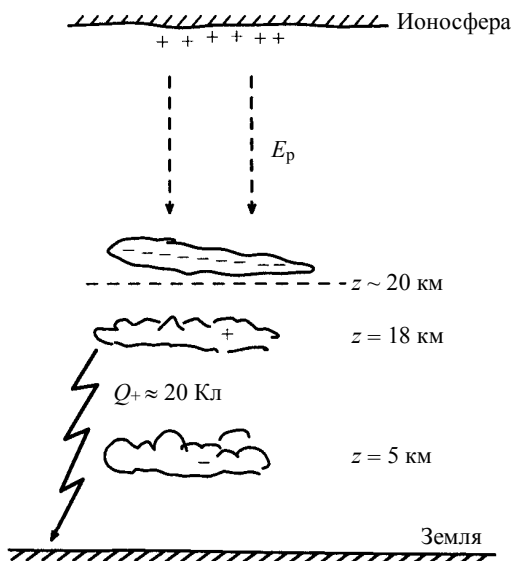


Рис. 4.7. Схема возникновения условий для высотного разряда [6^а]

поляризационно наведенным отрицательным зарядом, расположенным на высоте 25 км, и положительным зарядом на нижней границе ионосферы на высоте 70 км. Благодаря экранировке поле на высотах $z > 25$ км практически отсутствует.

В результате положительного разряда Q внутри облака поле E_0 исчезает, и в области между верхней границей облака и ионосферой остается значительное электрическое поле E_p , которое в области высот от 20 км и вплоть до нижней ионосферы превосходит минимальное поле пробоя на убегающих электронах.

Для возникновения поляризационного поля, компенсирующего поле в области высот $z < 50$ км, требуется время порядка нескольких секунд. В этот период и появляется возможность для возникновения гигантского высотного разряда, вызванного пробоем на убегающих электронах. Вследствие экспоненциального роста лавины и большого числа затраченных электронов общее количество высокоэнергичных электронов, создавших разряд к высотам порядка 50 км, может достигать очень больших значений $10^{16} - 10^{20}$.

При этом за счет диффузионного расширения пучка ширина области разряда ПУЭ на высоте 40–60 км достигает 30 км.

При движении энергичных электронов в воздухе эффективность вызываемого ими оптического излучения в различных световых диапазонах известна. В диапазоне энергий $\mathcal{E} \sim 0,1 - 10$ МэВ она практически не зависит от энергии быстрых электронов. Это позволяет достаточно точно определить излучение разряда на убегающих электронах на различных высотах. При этом до высоты 50 км доминирует голубое излучение, при больших высотах – красное.

Отметим одну важную особенность [16^d]. Электрическое поле E существенно превосходит минимальное поле E_c вблизи грозового облака (на высотах $z \sim 15 - 25$ км) и вдали от него (на высотах $z \sim 35 - 50$ км). Это связано с тем, что вначале доминирует уменьшение поля E , определяемое увеличением расстояния от заряда, а затем превалирует экспоненциальное падение плотности атмосферы, сильно понижающее величину E_c . Таким образом, выделяются две области (ближняя и дальняя), в которых может эффективно развиваться пробой на убегающих электронах. В промежуточной области ($z \sim 30 - 35$ км) он развивается только при особенно больших значениях освобождающегося заряда Q .

Излучение, обусловленное пучком высокоэнергичных электронов, может создавать миллисекундные импульсы огромной интенсивности –

несколько мегарэлей. Гораздо более длительная часть излучения (десятки миллисекунд) генерируется более медленными электронами и имеет интенсивность десятки килорэлей.

Следует отметить, что объяснение оптического излучения, основанное только на ПУЭ, не единственно. Другими возможными механизмами могут быть: пробой в поле излучения, создаваемого сверхмощным межоблачным разрядом, пробой в квазистатическом поле или их комбинация с ПУЭ.

4.4.2. Изменение состава атмосферы

Оптические явления в атмосфере, вызванные грозовой активностью, нельзя ограничивать только молниевыми разрядами на землю, между облаками и в верхнюю атмосферу. Молниевые разряды являются химическими реакторами, поставляющими в атмосферу большое количество разнообразных химических соединений. Одними из наиболее значимых соединений, поставляемых в атмосферу этими природными химическими реакторами, являются окислы азота.

Долговременные изменения концентрации окислов азота приводят к глобальному изменению прозрачности атмосферы в области жесткого ультрафиолетового излучения (УФИ). Окислы азота в стратосфере являются основными разрушителями озона, защищающего биосферу Земли от жесткого УФИ Солнца, а в тропосфере способствуют образованию озона при окислении окиси углерода, метана и других углеводородов. Таким образом, окислы азота, воздействуя на содержание озона разнонаправленно в стратосфере и тропосфере, тем не менее ухудшают экологическую ситуацию, связанную с атмосферным озоном.

Особый интерес представляет зона верхней тропосферы и нижней стратосферы, где, в зависимости от локальных условий, могут преобладать как процессы разрушения озона в азотных каталитических циклах, так и его образования при окислении углеводородов с участием окислов азота. Эта зона имеет особое значение также и в связи с тем, что наблюдаемые в течение последних десятилетий тенденции глобального сокращения содержания стратосферного озона и его увеличения в тропосфере в наибольшей степени выражены именно в зоне верхней тропосферы и нижней стратосферы.

Несмотря на свою высокую химическую активность, окислы азота долгое время находятся в атмосфере, переходя из одной своей формы в другую и обратно, в результате чего так называемый «нечетный азот»,

объединяющий все химически активные азотосодержащие газы, является долгоживущим газом, подверженным динамическому переносу и перемешиванию. Удаление нечетного азота из атмосферы может произойти только в результате гетерогенных процессов его разрушения на земной поверхности, растворения в облачных каплях и осаждения на атмосферном аэрозоле. Таким образом, попавшие в атмосферу азотосодержащие газы многократно и в течение длительного времени могут воздействовать на озон, ухудшая связанную с ним экологическую ситуацию и изменяя прозрачность атмосферы в диапазоне УФ-И. В этой связи особый интерес представляют источники азотосодержащих газов в атмосфере, причем, с учетом долгого времени жизни нечетного азота, имеет смысл рассматривать его атмосферные источники в глобальном масштабе, т.е. в целом по земному шару.

Среди глобальных источников окислов азота выделяются семь основных (табл. 4.2), играющих определяющую роль в формировании глобального баланса азотосодержащих газов в атмосфере. При этом, помимо географического расположения источников, особую роль играют высоты, на которых окислы азота попадают в атмосферу.

Таблица 4.2

Источники окислов азота в атмосфере

	Источник	Глобальная скорость продукции, ТгN/год	Неопределенность оценок глобальной продукции, ТгN/год	Расположение источников
1	Сжигание топлива	22	13–31	Густозаселенные районы
2	Сжигание биомассы	7,9	3–15	Тропические континентальные районы
3	Процессы в почве	7,0	4–12	Неполярные районы
4	Грозы	5,0	1–100	Верхняя тропосфера
5	Стратосферное окисление N ₂ O	0,64	0,4–1	Стратосфера
6	Окисление аммиака	0,9	0,6	Тропики
7	Самолетные выбросы	0,56	–	Верхняя тропосфера

Для попадающих в атмосферу с земной поверхности содержащих азот газов (например, в результате работы двигателей внутреннего сгорания, сжигания биомассы или почвенных процессов) существует большая вероятность разрушения на поверхности или вымывания из атмосферы при сухом или влажном осаждении на атмосферный аэрозоль вблизи земной поверхности, где эти процессы происходят более интенсивно по сравнению с верхней тропосферой и нижней стратосферой.

С другой стороны, попадающие в атмосферу непосредственно на высотах верхней тропосферы и нижней стратосферы азотосодержащие газы (в результате грозовой активности, окисления закиси азота или самолетных выбросов) способны сразу и долгое время воздействовать на озон и другие атмосферные газы, не подвергаясь вымыванию из атмосферы до тех пор, пока в результате атмосферного переноса они не спустятся на высоты нижней тропосферы.

Грозовая активность среди всех источников окислов азота в атмосфере играет особую роль. С одной стороны, если рассмотреть количественные оценки относительного влияния различных источников (табл. 4.2), то грозовая продукция входит в четверку важнейших. С другой стороны, среди этих четырех основных источников грозовая продукция является единственным удаленным от поверхности и, следовательно, долгоживущим источником. С третьей стороны, среди высотных источников окислов азота грозовая продукция является преобладающей, значительно превосходя по количеству все остальные. И, наконец, грозовая продукция окислов азота имеет наибольшую неопределенность среди всех остальных источников, причем эта неопределенность связана не с недостаточным вниманием к этому источнику продукции окислов азота, а с природной неопределенностью, обусловленной тем, что в зависимости от локальных метеорологических условий может образовываться разное количество окислов азота.

В среднеширотных районах с интенсивным грозообразованием тропосферные концентрации двуокиси азота могут в сотни раз превосходить ее концентрации на высотах максимума стратосферного озона, тогда как в отсутствие гроз тропосферные концентрации двуокиси азота намного меньше стратосферных. С другой стороны, в тропической зоне, где грозовые явления происходят не эпизодически, как в средних широтах, а регулярно, по результатам измерений обнаруживается устойчивый максимум концентрации двуокиси азота.

Общие представления о механизмах генерации окислов азота молниевыми разрядами можно считать сложившимися, хотя многие детали еще не вполне ясны. В большинстве опубликованных работ, посвященных механизмам генерации окислов азота молнией, анализируются процессы, происходящие на стадии возвратного удара, т.е. на так называемой главной стадии разряда облако–земля, хотя другие стадии разряда облако–земля и внутриоблачные разряды в настоящее время также считаются важными источниками возмущений. Высокая эффективность образования окислов азота при молниевых вспышках объясняется специфической температурной зависимостью скоростей соответствующих химических реакций, протекающих в неравновесной плазме канала молнии. В канале, разогретом до температуры около 30000 К, молекулы кислорода и азота диссоциируют с последующим объединением в молекулы NO. После охлаждения до 3000–4000 К канал молнии представляет собой плазму, которая содержит достаточно много (от 1 до 20 %) радикалов O, NO, OH и N. Дальнейшее охлаждение канала не сопровождается распадом молекул NO. В процессе вспышки производится и некоторое количество молекул NO₂, так что отношение NO₂/NO_x варьирует от 0,5 до 0,1, уменьшаясь с ростом содержания водяного пара в воздухе.

Расчеты количества окислов азота, генерируемых при молниевых вспышках, опираются на оценки скорости продукции окиси азота одной вспышкой, основанные на теоретических расчетах, лабораторных измерениях или натурных измерениях. Глобальная скорость продукции окиси азота $G(\text{NO})$ равна $G(\text{NO}) = P(\text{NO}) \cdot f_F$, где $P(\text{NO})$ – скорость продукции окиси азота одной вспышкой, f_F – средняя частота молниевых вспышек на земном шаре. В свою очередь, $P(\text{NO}) = p(\text{NO}) \cdot E_F$, где $p(\text{NO})$ – выход (количество молекул) окиси азота на единицу диссипируемой в разряде энергии, E_F – суммарная энергия, диссипируемая во время вспышки. Наконец, $p(\text{NO}) = M_E(T_F) \cdot f_{\text{NO}}(T_F)$, где $f_{\text{NO}}(T_F)$ – равновесная концентрация молекул окиси азота при температуре T_F , которую можно приблизительно оценить, приравняв характерное время охлаждения воздуха в канале молнии времени релаксации $\tau_{\text{NO}}(T_F)$, $M_E(T_F)$ – количество молекул воздуха, нагретых до температуры выше T_F .

При рассмотрении широтной изменчивости (рис. 4.8, а) обращает на себя внимание, во-первых, значительное превышение тропической продукции над другими широтами, а также молниевых вспышек в Северном полушарии, по сравнению с Южным полушарием. В сезонном ходе

грозовой продукции (рис. 4.8, б) в обоих полушариях летняя продукция превышает зимнюю. При рассмотрении различий вертикальных профилей (рис. 4.8, в) существенным представляется то, что довольно значительная часть молниевой продукции окислов азота образуется в пограничном слое в континентальной части средних широт. Это может привести к значительному вымыванию части окислов азота приповерхностными гетерогенными процессами, так же как и поверхностных источников азотосодержащих газов.

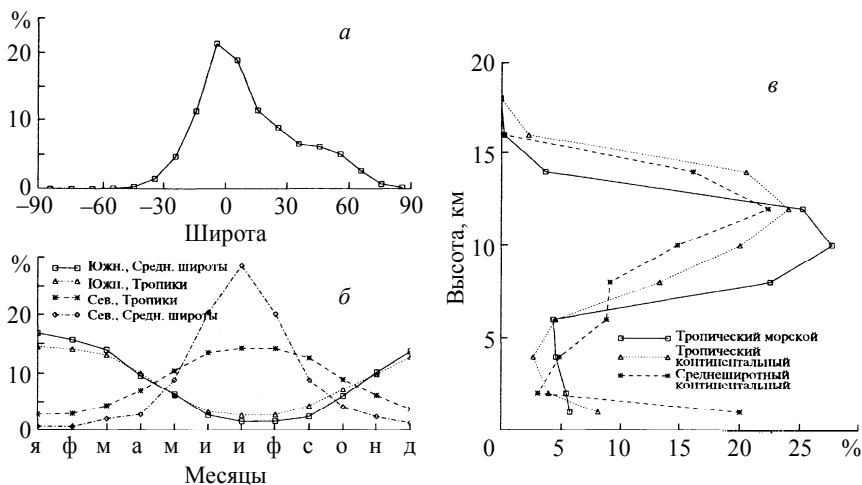


Рис. 4.8. Распределение глобальной грозовой продукции окислов азота по широте (а), месяцам года (б) и высоте (в) для различных регионов земного шара [23^а]

Приведем оценки влияния молниевой активности на продукцию окислов азота, полученные при помощи комплекса моделей, объединенных в химико-климатическую модель (ХКМ), которая охватывает высотный диапазон от земной поверхности до 90 км с переменным шагом по высоте. В горизонтальном направлении ХКМ охватывает весь земной шар с равномерными шагами по широте (4°) и по долготе (5°). В этой модели учитываются реакции кислородного, водородного, азотного, хлорного, бромного и серного циклов, что позволяет рассматривать влияние химических процессов на образование и эволюцию как озона и влияющих на него газов, так и атмосферного сульфатного аэро-

золя. Количество и тип учитываемых фотохимических реакций позволяет исследовать изменчивость основных влияющих на озон газов как в стратосфере, так и в тропосфере и мезосфере.

Добавление в модель близкого к минимальным оценкам молниевое источника привело к увеличению концентраций нечетного азота более чем в 2 раза в верхней тропосфере – нижней стратосфере тропических широт в течение всего года. При этом следует отметить, что, несмотря на значительное преобладание грозовой продукции в Северном полушарии по сравнению с Южным, большее относительное увеличение концентраций окислов азота в основном отмечается в Южном полушарии. И если в январе этот эффект можно связать с годовым ходом молниевой продукции в Южном полушарии, то в июле наблюдается минимум продукции в Южном полушарии и максимум в Северном полушарии. Это указывает, во-первых, на долговременный характер воздействия молниевой продукции на баланс азотных газов в атмосфере, связанный с продолжительным временем жизни нечетного азота, во-вторых, на важность циркуляционных процессов в глобальном распределении окислов азота.

Как показали результаты проведенных модельных экспериментов, продукция озона преобладает вплоть до высот 20 км повсеместно, а в тропиках даже выше. При этом максимальное увеличение концентрации озона наблюдается в средней и верхней тропосфере и особенно заметно в тропиках. Разрушение озона в стратосфере превышает 5 % на высотах около 30 км, особенно заметное в тропических широтах, где на этих высотах наблюдается максимальное отношение смеси озона и в полярных районах Северного полушария осенью и зимой. В Южном полушарии уменьшение содержания озона на высотах формирования озоновой дыры (15–20 км) происходит в октябре.

Это означает, что дополнительное количество окислов азота, попавшее в атмосферу в результате грозовой активности преимущественно в тропических широтах и в Северном полушарии (рис. 4.8), в результате динамических процессов попадают в полярные районы, где способствуют формированию полярных стратосферных облаков, интенсификации гетерогенных процессов и разрушению озона антарктической весной.

Помимо влияния на концентрации озона, грозовое изменение концентраций окислов азота может повлиять на основной окислитель тропосферы и второй по значимости разрушитель стратосферного озона –

атмосферный гидроксильный радикал ОН. Химия азотных и водородных составляющих тесно взаимосвязана как в тропосфере, так и в стратосфере через образование компонентов, содержащих и водород, и азот, таких, как HNO_3 и HO_2NO_2 . Эти составляющие подвержены фазовым переходам в атмосфере и могут вымываться из атмосферы вместе с аэрозолем.

Увеличение окислов азота в результате молниевой продукции ведет к существенному росту концентрации гидроксильного радикала в тропосфере вследствие увеличения количества озона, а следовательно, и возбужденного атомарного кислорода $\text{O}(1\text{D})$, который при реакции с водяным паром продуцирует гидроксильный радикал. Тем самым увеличивается окислительная способность атмосферы и создается дополнительная возможность для окисления окиси углерода, метана и других углеводородов с потенциалом для образования новых молекул озона. Таким образом, в тропосфере возникает положительная обратная связь между молниевой продукцией азота и увеличением содержания озона.

В нижней стратосфере, наоборот, эффект влияния дополнительных окислов азота на гидроксил носит отрицательный характер, что связано с образованием паров азотной кислоты и гетерогенными процессами с ее участием.

Проведенные оценки показали: в результате изменчивости грозовой продукции окислов азота их концентрация в верхней тропосфере и нижней стратосфере может меняться в 2–3 раза, что создает предпосылки для изменения газового состава и прозрачности атмосферы в УФ-диапазоне.

С точки зрения возможного влияния грозовой активности на состав средней атмосферы наибольший интерес вызывают наиболее распространенные высотные разряды – спрайты. Спрайты регистрируются достаточно часто ($\sim 10^4$ событий в сутки на всём земном шаре) и занимают достаточно большой объём (несколько тысяч кубических километров). Оценки показывают, что при формировании спрайта температура электронов на высотах мезосферы увеличивается до 1,5–2 эВ на временах порядка нескольких десятков микросекунд, а электрическое поле достигает сотен вольт на метр. Скорости ряда плазмохимических реакций существенно зависят от температуры электронов и напряжённости электрического поля. Поэтому во время мезосферного разряда должны увеличиваться концентрации электронов, ионных компонент, а также возбуждённых атомов и молекул.

Физическая причина возникновения спрайтов и гало в верхних слоях атмосферы достаточно проста. Пороговое поле пробоя воздуха падает с высотой экспоненциально (в соответствии с экспоненциальным падением давления), в то время как возмущение электрического поля, возникающее в момент мощных молниевых вспышек облако – земля, уменьшается с высотой по степенному закону и на высотах примерно 75 км превышает пробойное поле.

Разрабатываемые для описания динамики состава средней атмосферы химические модели можно разделить на два класса. Первый из них составляют упрощённые модели, содержащие несколько химических компонент и около 20 химических реакций. Второй класс – это сложные модели, содержащие сотни-тысячи реакций и позволяющие детально просчитывать изменение концентраций химических компонент в отдельных слоях атмосферы.

Рассмотрим, к каким последствиям приводит разряд в верхнюю атмосферу на модели, занимающей промежуточное положение между этими двумя классами. Здесь и далее следуем [9^а]. В этой модели система реакций – источников и стоков химических компонент – включает основные положительные ионы O_2^+ и NO^+ , ионы-связки, другие положительные ионы, отрицательные ионы и нейтральные частицы. Уровень ионизации в ночных условиях определяется потоком космических лучей.

В стримерной области мощный и короткий импульс поля соответствует прохождению головки стримера (с радиусом порядка десяти метров) через выбранную точку. Согласно существующим представлениям, именно горячая плазма, формируемая головками стримеров, служит основным источником химических возмущений, вызываемых спрайтами на высотах ниже 70–75 км. В диффузной и переходной зонах область достаточно сильного (порядка критического) поля может занимать большой объём – несколько километров по вертикали и более десяти километров по горизонтали.

С учётом характерной пространственной структуры спрайта оценки были проведены для двух высот – 75 км, характерной для инициации спрайта, и 85 км, где обычно наблюдается диффузная область разряда.

Как известно, основные ионы на высоте 85 км – это ионы кислорода O_2^+ и окиси азота NO^+ , а ионы-связки имеют незначительные концентрации. При переходе к высоте 75 км концентрации ионов-связок растут, а концентрация O_2^+ , напротив, значительно снижается. Поэтому эф-

факты возмущения ионного состава плазмы на этих двух высотах могут существенно отличаться.

В случае кратковременного возмущения электрического поля и температуры электронов, когда остывание электронов и падение поля начинается сразу после нагревания, температура электронов повышается до $1,5 \cdot 10^4$ К. На высоте 85 км концентрация электронов возрастает практически на порядок (с 640 до 6 000 см^{-3}). К накоплению электронов приводят в основном реакции ионизации молекул азота и кислорода. Основные положительные ионы на высоте 85 км – это ионы O_2^+ и NO^+ .

Во время вспышки концентрация ионов NO^+ практически не меняется, однако потом концентрация ионов NO^+ растёт около 30 с до 2500 см^{-3} (примерно пятикратное увеличение исходной концентрации), а затем плавно падает с характерным временем около 100 с. Концентрация ионов молекулярного кислорода O_2^+ также испытывает сильное возмущение, увеличиваясь более чем в 50 раз. При релаксации концентрация молекулярного кислорода падает достаточно быстро – более чем в 5 раз за 50 с. Именно быстрая релаксация ионов кислорода определяет рост концентрации ионов окиси азота NO^+ .

4.5. Модели электродинамического состояния приземного слоя атмосферы

Электричество приземного слоя. На практике регулярные наблюдения за атмосферным электричеством проводятся в области действия электродного эффекта (вблизи поверхности Земли). Вблизи поверхности Земли зависимость электропроводности от напряженности электрического поля отличается от зависимости в свободной атмосфере. В этом случае встает задача о нахождении распределения концентрации аэроионов и напряженности электрического поля в приземном слое.

Поэтому для нахождения распределения E, λ, ρ необходимы уравнения (4.8), (4.12), (4.18) и уравнение [1, 18, 19^а]

$$\frac{dn_{\pm}^i}{dt} + \text{div}(n_{\pm}^i \mathbf{v}) + \text{div}(n_{\pm}^i u_{\pm}^i \mathbf{E}) - \text{div} D_{\pm}^i \text{grad} n_{\pm}^i = v_{\pm}^i(\mathbf{r}) - \alpha_{\pm}^i n_{\pm}^i n_{\mp}^i k_{\pm}^i, \quad (4.56)$$

где $n_{\pm}^i$ – объемная концентрация ионов i -й группы; $u_{\pm}^i$ – их подвижность; $\mathbf{v}$ – гидродинамическая скорость; $D_{\pm}^i$ – коэффициент молеку-

лярной диффузии; $k_{\pm}^i$ – член, описывающий взаимодействие ионов с ионами других групп и с аэрозольными частицами; $v_{\pm}^i$ – интенсивность ионообразования ионов i -группы; $\alpha_{\pm}^i$ – коэффициент рекомбинации.

В общем случае решения указанной системы не существует. Поэтому обычно рассматривают два предельных случая: классический электродный эффект (при отсутствии турбулентного перемешивания) и турбулентный электродный эффект.

4.5.1. Классический электродный эффект

Классический электродный эффект проявляется в условиях хорошей погоды. Пренебрегая молекулярной диффузией и рассматривая только легкие ионы, классический электродный эффект можно описать следующими уравнениями [1, 18]:

$$\begin{aligned}\frac{dn_+}{dt} + \operatorname{div}(n_+ b_+ \mathbf{E}) &= v_+(\mathbf{r}) - \alpha n_+ n_-, \\ \frac{dn_-}{dt} + \operatorname{div}(n_- b_- \mathbf{E}) &= v_-(\mathbf{r}) - \alpha n_+ n_-, \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi e(n_+ - n_-), \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0.\end{aligned}\tag{4.57}$$

В стационарном $\left(\frac{dn_{\pm}^i}{dt} = 0\right)$ одномерном случае для горизонтально-

однородной поверхности, считая, что источник ионизации зависит от вертикальной координаты z , система уравнений (4.57) приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned}b_+ \frac{d}{dz} n_+ E_z &= v_+(z) - \alpha n_+ n_-, \\ b_- \frac{d}{dz} n_- E_z &= v_-(z) - \alpha n_+ n_-, \\ \frac{dE_z}{dz} &= 4\pi e(n_+ - n_-) = 4\pi \rho,\end{aligned}\tag{4.58}$$

где E_z – напряженность электрического поля, направленная по оси z ; ρ – плотность электрического заряда.

Для мощных источников ионизации, когда выполняются условия

$$v_+(z) \gg b_+ \frac{d}{dz} n_+ E_z, \quad v_-(z) \gg b_- \frac{d}{dz} n_- E_z, \quad (4.59)$$

концентрация положительных и отрицательных ионов будет

$$n_+(z) = n_-(z) = \sqrt{\frac{v(z)}{\alpha}}, \quad (4.60)$$

а электропроводность определится выражением

$$\lambda(z) = \sqrt{\frac{v(z)}{\alpha}} (b_+ + |b_-|). \quad (4.61)$$

То есть λ определяется источником ионизации, а ее изменение с высотой z – интенсивностью ионообразования $v(z)$.

Распределение напряженности электрического поля с высотой и плотность электрического тока записываются как

$$E_z = \frac{j_0}{\lambda} = \frac{j_0}{e} \sqrt{\frac{\alpha}{v(z)}} (b_+ + |b_-|)^{-1}, \quad (4.62)$$

$$\rho(z) = -\frac{1}{4\pi\lambda^2} j_0 \frac{d\lambda}{dz}.$$

Анализ системы (4.58), основанный на теории размерностей, показывает, что характерная толщина электродного слоя определяется выражением

$$L = b_0 E_0 / \sqrt{\alpha v}, \quad (4.63)$$

где $b_0 = \max\{b_+, b_-\}$; E_0 – напряженность электрического поля вблизи поверхности. При $E_0 = 100$ В/м, $v = 10^7$ м³·с⁻¹, $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-12}$ м³/с, $b_0 = 1,5 \cdot 10^4$ м²/(В·с) $L \approx 4$ м.

Отметим, что исследования классического электродного эффекта проводятся численными и экспериментальными методами.

4.5.2. Турбулентный электродный эффект

Учет турбулентного переноса объемных зарядов в приземном слое впервые был проведен в работе [48^а]. В этом случае полный ток, текущий в атмосфере, выражающийся в виде суммы тока проводимости

и турбулентного тока, и плотность электрического заряда записываются в виде

$$j = (\lambda_+ + \lambda_-)E + D_T \frac{d\rho}{dz}, \quad \rho = -\frac{1}{4\pi} \frac{dE}{dz}, \quad (4.64)$$

где ρ – плотность электрического заряда; D_T – коэффициент турбулентного перемешивания; $\lambda_{\pm}$ – положительная и отрицательная проводимость воздуха соответственно. Считая i , $\lambda_{\pm}$, D_T постоянными, решение уравнения (4.64) запишется как

$$E = \frac{j}{\lambda_+ (\lambda_+ + \lambda_-)} (\lambda_+ + \lambda_- \cdot e^{-2/L}), \quad L = \left(\frac{D_T}{4\pi(\lambda_+ + \lambda_-)} \right)^{1/2}. \quad (4.65)$$

При $z \rightarrow \infty$ (4.65) обращается в $j/(\lambda_+ + \lambda_-)$. При условии $\lambda_+ = \lambda_-$ из (4.64) получается, что $E_0/E_{\infty} = 4$. При $D_T = 10^4 \text{ с}^{-1}$ и $\lambda_+ = \lambda_-$ толщина электродного слоя $L = 28,2 \text{ м}$, что превышает значения, полученные в нетурбулентном случае.

Проблема моделирования турбулентного электродного эффекта обсуждалась в [30, 15^я, 40^я] и в обзоре [1]. Все авторы подчеркивают важность учета турбулентного перемешивания в задачах, связанных с электродным эффектом. Предположение $\lambda = \text{const}$ математически упрощает задачу, но не отвечает на вопрос о том, какими внешними факторами определяется сама проводимость воздуха в приземном слое. В работе [6^я] трудности, связанные с этим условием, разрешаются.

Для учета влияния аэрозольных частиц на турбулентный электродный эффект в ионизационно-рекомбинационные уравнения вводятся члены, описывающие взаимодействие легких ионов с аэрозольными частицами, как это делалось в классическом случае [15^я, 38^я]. Сюда же добавляются уравнения, описывающие турбулентный перенос образовавшихся тяжелых ионов. Исходная система уравнений принимает следующий вид:

$$-\frac{d}{dz} \left(D_T(z) \frac{dn_{1,2}}{dz} \right) \pm b_{1,2} \frac{d}{dz} (En_{1,2}) = v - an_1 n_2 - \eta_1 n_{1,2} N_{1,2} - \eta_2 n_{1,2} N_0, \\ \frac{dE}{dz} = \frac{e}{\varepsilon_0} (n_1 - n_2 + N_1 - N_2), \quad (4.66)$$

$$N_1 + N_2 + N_0 = \text{const},$$

$$-\frac{d}{dz} \left(\tau(z) \frac{dN_{1,2}}{dz} \right) = \eta_2 N_0 n_{1,2} - \eta_1 N_{1,2} n_{1,2},$$

где $n_{1,2}$ – концентрация легких ионов, $b_{1,2}$ – их подвижности; ν – интенсивность ионообразования; α – коэффициент рекомбинации легких ионов; η_1 – коэффициент присоединения легких ионов к заряженным аэрозольным частицам, η_2 – к нейтральным аэрозольным частицам; N_1, N_2, N_0 – концентрация положительно заряженных, отрицательно заряженных и нейтральных аэрозольных частиц; $\tau(z)$ – коэффициент турбулентного перемешивания для тяжелых ионов.

Коэффициент турбулентной диффузии задается в виде [39] $D_T(z) = (kz + \gamma)/(z + \beta)$, где $\beta = 10$ м, $\gamma = 5 \cdot 10^{-5}$ м³/с, ν – интенсивность ионообразования предполагается постоянной по высоте и равной 10^7 м⁻³/с, а $\tau = kz$, $z = 0$, $\tau = 0$, что следует из предположения об однородном распределении аэрозольных частиц в приземном слое и его постоянстве во времени.

Для решения задач, связанных с выделением глобальных возмущений электрического поля атмосферы на фоне его локальных возмущений, интерес представляет изменчивость электрических характеристик на высоте нескольких метров, где обычно ставится аппаратура. Такая изменчивость обусловлена прежде всего метеорологическими факторами, поэтому здесь и необходимо учитывать турбулентную диффузию.

4.5.3. Нестационарная модель электродного слоя

Рассмотрим изменения свойств электродного слоя под воздействием меняющихся атмосферно-электрических величин. Наиболее динамично знак и величина объёмного заряда меняется во время изменений напряжённости электрического поля во время грозы. В условиях нестационарного электродного эффекта перенос аэроионов в атмосфере осуществляется, наряду с турбулентными потоками воздуха, электрическими силами. Основные уравнения, используемые при моделировании нестационарной задачи, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial n_{1,2}}{\partial t} \pm b_{1,2} \frac{\partial}{\partial z} \left(E(t) n_{1,2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left((D_T(z) + D_{\text{мол}}) \frac{\partial n_{1,2}}{\partial z} \right) = \nu(z) - \alpha n_1 n_2; \quad (4.67)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = 4\pi e(n_1 - n_2), \quad (4.68)$$

где $b_1 = 1,36 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; $b_2 = 1,56 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$; $\nu(z) = 7 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ – интенсивность ионообразования; ν_0 – интенсивность ионообразования на верхней границе; $\alpha(z) = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$ – коэффициент рекомбинации легких ионов; $D_T, D_{\text{mol}} = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ – коэффициенты турбулентной и молекулярной диффузии соответственно.

При выполнении условия (4.59) концентрация ионов будет представлена соотношением (4.60). Если записать напряженность электрического поля в виде $E(t) = E_0 + E_v(t)$, где E_0 – фоновая напряженность электрического поля, то второй член уравнения будет представлять переменную составляющую напряженности поля, создаваемой конвективным облаком.

Пренебрежение членами $\partial n_{1,2}/\partial t$ в (4.67) позволяет перейти к системе уравнений стационарного электродного эффекта, а пренебрежение слагаемым D_T описывает нетурбулентный случай.

Для численного эксперимента в качестве вынуждающей силы была задана модель изменения напряженности электрического поля E , показанная на рис. 4.9. В одном случае изменение E было квазиимпульсным (кривая 1), в другом – периодическим (кривая 2). При выборе длительности квазиимпульсных колебаний E учитывались характерные изменения электрического поля во время грозы, включая переходы от E_+ к E_- и обратно.

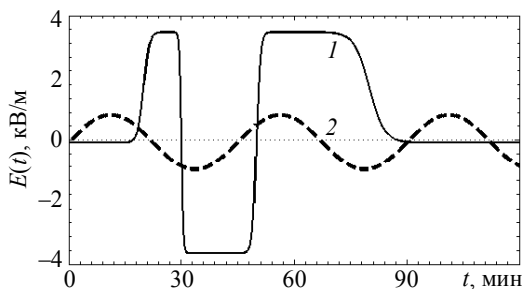


Рис. 4.9. Модель изменения напряженности электрического поля, задаваемая в качестве вынуждающей силы в численном эксперименте

В результате расчёта было получено пространственно-временное распределение плотности объёмного заряда $\rho(z, t) = n_1(z, t) - n_2(z, t)$, показанное на рис. 4.10.

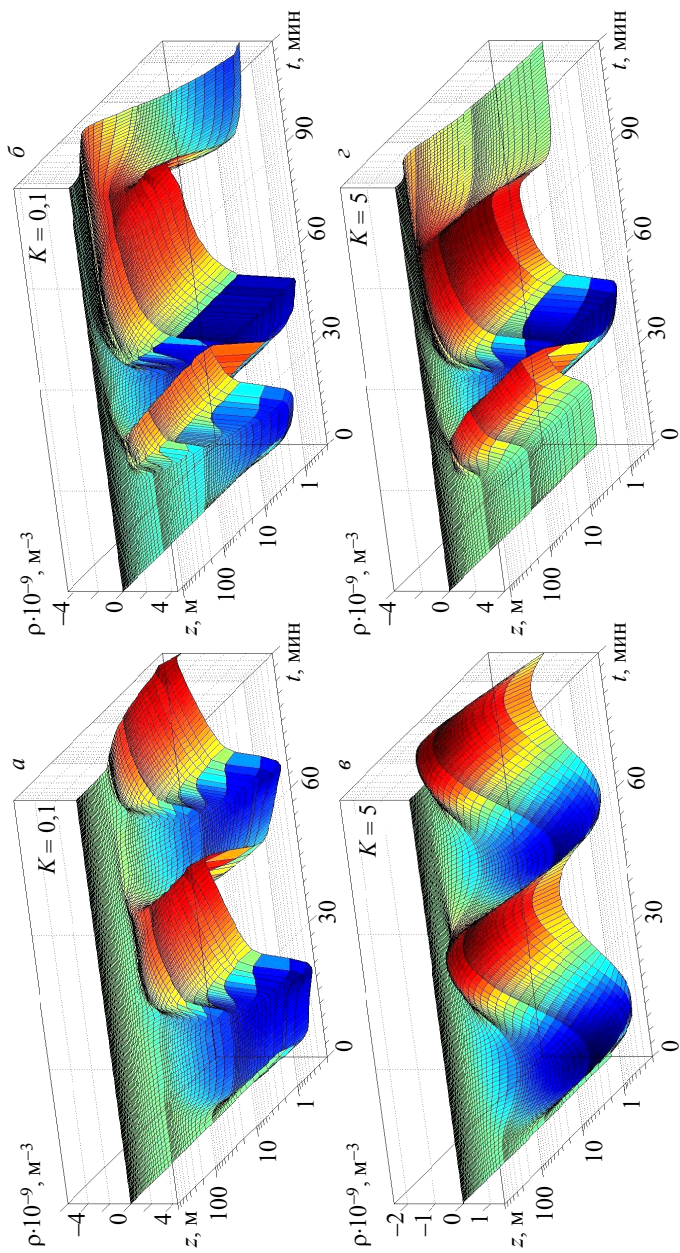


Рис. 4.10. Плотности объёмного заряда под воздействием периодического (*а, б*) и квазипульсного (*в, г*) полей для случаев слабой ($K = 0,2 \text{ м}^2/\text{с}$; *а, в*) и сильной ($K = 5 \text{ м}^2/\text{с}$; *б, г*) турбулентной диффузии

Воздействие периодического и квазиимпульсного полей для случая слабой турбулентности показано на рис. 4.10, *а* и *в* соответственно, для случая сильной турбулентности – на рис. 4.10, *б* и *г* соответственно.

Численный расчёт показал, что увеличение напряженности поля до единиц киловольт ведет к увеличению толщины электродного слоя до сотен метров. Время установления стационарного распределения плотности заряда в электродном слое соответствует оценкам, приведенным в [18]. Следует отметить, что в случае слабой турбулентности изменение полярности объёмного заряда происходит практически скачком. В случае же сильной турбулентности плотность объёмного заряда, как показано на рис. 4.10, *б* и *г*, изменяется плавно, а её максимальные значения меньше, чем в предыдущем случае.

Расчёт выявил также такое явление, как образование облаков объёмного заряда на высотах от десятков до сотен метров, вызванного воздействием переменного электрического поля. В этих облаках знак объёмного заряда противоположен знаку заряда в электродном слое в непосредственной близости у поверхности земли. После окончания воздействия импульсной составляющей электрического поля плотность заряда в сформировавшемся облаке объёмного заряда может быть в несколько раз больше, чем в электродном слое у земной поверхности (рис. 4.10, *г*). Время существования таких облаков объёмного заряда составляет десятки минут.

Как наблюдения, так и численный эксперимент показали, что нарастание напряженности электрического поля приводит к падению электропроводности и соответственно уменьшению концентрации легких ионов соответствующего знака практически до нуля. Уменьшение электропроводности одного знака, как в результате расчёта, так и в результате наблюдений, сопровождается увеличением электропроводности противоположного знака.

4.5.4. Антропогенное воздействие на электрическое состояние атмосферы

Модель Морозова. Антропогенное воздействие на электрическое состояние атмосферы, обусловленное аэрозольными и радиоактивными веществами, применительно к приземному слою атмосферы рассмотрено в [19^д]. В работе предполагается, что на больших расстояниях от линейного источника загрязнения (~ 10 км) в приземном слое можно считать постоянной концентрацию аэрозольных частиц. Тогда для описа-

ния электрического состояния атмосферы справедлива одномерная система уравнений:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{d}{dz} \left(D_{\text{тз}}(z) \frac{dn_{1,2}}{dz} \right) + \frac{d}{dz} (b_{1,2} n_{1,2} E_z) = \\
 & = v_0(z) + v_1(z) - \alpha n_1 n_2 - n_{1,2} \Phi_{1,2} - \frac{d}{dz} \left(D_{\text{тз}}(z) \frac{df_0}{dz} \right) = \varphi_0, \\
 & -\frac{d}{dz} \left(D_{\text{тз}} \frac{df_{1,2}^{(k)}}{dz} \right) + \frac{d}{dz} I_{z_{1,2}}^{(k)} = \varphi_{1,2}^{(k)}, \\
 & -\frac{d}{dz} \left(D_{\text{тз}} \frac{dQ}{dz} \right) - \frac{Q}{T} = 0, \\
 & \frac{dE_z}{dz} = 4\pi\rho, \quad F(r) = f_0(r) + \sum_{k=1}^P (f_1^{(k)} + f_2^{(k)}), \tag{4.69}
 \end{aligned}$$

$$\Phi_i^{(r,z)} = \int_r \sum_{k=0}^{p-1} \beta_{ii}^{(k)} N_i^{(k)}(r, z) dr + \int_r \sum_{k=1}^P \beta_{ij}^{(k)} N_j^{(k)}(r, z) dr,$$

$$i = 1, 2; \quad j = 1, 2; \quad i \neq j,$$

$$\varphi_0(r, z) = n_1 \beta_{12}^{(1)} f_2 + n_2 \beta_{21}^{(2)} f_1 - n_1 \beta_{10}^{(0)} f_0 - n_2 \beta_{20}^{(0)} f_0,$$

$$\varphi_i^{(k)}(r, z) = n_i \beta_{ii}^{(k-1)} f_i^{(k-1)} - n_i \beta_{ii}^{(k)} f_i^{(k)} + n_j \beta_{ji}^{(k+1)} f_i^{(k+1)} - n_j \beta_{ji}^{(k)} f_i^{(k)},$$

$$\rho = e(n_1 - n_2) + e \int \left(\sum_{k=1}^P k f_i^{(k)}(r) - \sum_{k=1}^P k f_2^{(k)}(r) \right) dr,$$

$$I_i = \{ B_i^{(k)}(r) f_i^{(k)}(r) E_z \},$$

где $n_{1,2}$ – концентрация легких ионов, $b_{1,2}$ – их подвижности; $f_0(r)$ – функция распределения нейтральных аэрозольных частиц по размерам; $f_i^{(k)}(r)$ – функции распределения заряженных аэрозольных частиц, $B_i^{(k)}$ – их подвижности; v_0, v_1 – интенсивности ионообразования, обусловленные естественными и антропогенными радиоактивными источниками; Q – концентрация радиоактивной примеси; α – коэффициент

рекомбинации легких ионов; $D_{\text{тз}}$ – коэффициент турбулентной диффузии для легких ионов и аэрозольных частиц; p – максимальный заряд на аэрозольных частицах; $\beta_{ij}^{(k)}$ – коэффициент присоединения легкого иона полярности k к i -й аэрозольной частице полярности j , имеющей k элементарных зарядов.

При учете влияния радиоактивных частиц на параметры атмосферного электричества необходимо знание зависимости их концентрации от интенсивности ионообразования. В настоящее время имеются только приближенные оценки этой связи [19^а].

4.5.5. Аэроэлектрические структуры приземного слоя

Одной из ключевых задач анализа спектральных характеристик аэроэлектрических пульсаций является поиск универсальных закономерностей поведения спектров флуктуаций поля, тока и плотности заряда, подобных колмогоровским спектрам флуктуаций температуры и скорости ветра в турбулентной атмосфере. Здесь и далее мы следуем [3^а, 28^а]. Необходимо подчеркнуть, что, в отличие от обсуждаемых в традиционных теориях атмосферной турбулентности пульсаций скорости и температуры газа, напряжённость электрического поля является нелокальной величиной, формируемой неоднородным распределением объёмных зарядов по области, окружающей точку наблюдения.

В экспериментах неоднократно регистрировалось существование аэроэлектрических структур (АЭЛС), состоящих из набора турбулентных вихрей с захваченными электрическими зарядами, имеющих горизонтальные размеры от сотен метров до километров и вертикальные размеры, определяемые обычно высотой приземного слоя. АЭЛС перемещаются вдоль земной поверхности под действием ветра, а при появлении вертикальных конвективных потоков могут перемещаться за пределы приземного слоя. Наряду с АЭЛС ветровой перенос положительных и отрицательных объёмных зарядов также формирует соответствующий отклик в вариациях электрического поля.

Количественные оценки спектров АЭЛС были оценены следующим образом. Предполагалось, что турбулентность – колмогоровская, а плотность электрического заряда – пассивная примесь. Были заданы поток турбулентного газа, движущегося со скоростью V в приземном слое, и структура, движущаяся вдоль оси x на высоте z_0 со скоростью V (см. рис. 4.11).

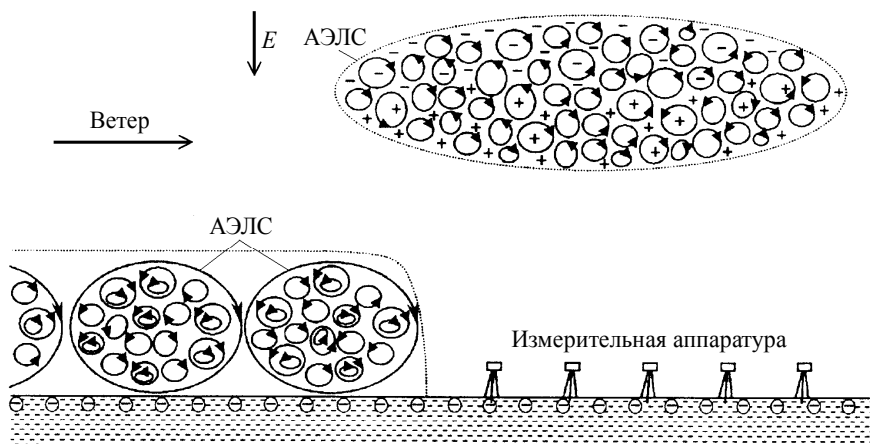


Рис. 4.11. Турбулентность и аэроэлектрические структуры приземного слоя атмосферы

Плотность электрического заряда структуры с объемом V_{str} имеет следующий вид: $\rho(\mathbf{r}, t) = \rho(x - Vt, y, z)$. Поскольку плотность заряда является пассивной примесью, то спектр напряженности поля представляет собой свертку спектров мелкомасштабной однородной турбулентности и изолированной структуры и имеет следующий вид:

$$S_{E(\omega)} = \frac{10^{-2} \sigma_p^2 V_{\text{str}}^2}{2z_0^3 L_0^{2/3} V^2} \int_{-\infty}^{\infty} F(2|\omega - \Omega|z_0 V) \left(k_0^2 + \frac{\Omega^2}{V^2} \right)^{-5/6} d\Omega, \quad (4.70)$$

где $k_0 = 2\pi/L_0$; σ_p^2 – дисперсия флуктуаций плотности заряда;

$$F = \left(3 + 6|\omega - \Omega|z_0 V + 4|\omega - \Omega|^2 z_0^2 V^2 \right) \exp(-2|\omega - \Omega|z_0 V)$$

– спектр изолированной структуры: $F \propto |\omega|z_0 V$; L_0 – внешний масштаб турбулентности.

В предельном случае, когда $L_0 \gg z_0$, спектр флуктуаций поля отдельной АЭЛС оказывается пропорциональным $S_{E(\omega)} \propto \omega^{-5/3}$ и удовлетворяющим универсальному «закону $-5/3$ ». Анализ соотношения (4.70) показал, что спектр флуктуаций поля спадает по степенному закону на

частотах $f > 0,01$ Гц и практически не зависит от f в низкочастотной области.

Аналогичный подход для случая однородной турбулентности с плотностью заряда как пассивной примесью показал, что в инерционном интервале спектр флуктуаций напряженности поля пропорционален $S_{E(\omega)} \propto \omega^{-11/3}$. Близкие к указанному значению показатели спектра регистрируются в эксперименте в диапазоне частот 0,001–1 Гц.

Глава 5

АТМОСФЕРНЫЙ АЭРОЗОЛЬ

5.1. Происхождение атмосферного аэрозоля

Под атмосферным аэрозолем (аэродисперсная система) понимают такие системы, которые состоят из частиц твердого или жидкого вещества, находящихся во взвешенном состоянии в атмосферном воздухе (дисперсионная среда). Для объектов аэродисперсных систем характерны два общих признака: гетерогенность и дисперсность. **Гетерогенность**, или многофазность, выступает как признак, указывающий на наличие межфазной поверхности, поверхностного слоя. **Дисперсность** (раздробленность) – второй признак объектов. Она определяется размерами частиц по трем измерениям. Основными источниками аэрозолей являются поверхности морей, океанов и суши, извержения вулканов, жизнедеятельность растений, лесные и степные пожары, метеоритные потоки, химические и фотохимические реакции в атмосфере и в растительном покрове, а также источники, связанные с хозяйственной деятельностью человека. При этом появление атмосферных частиц происходит либо в результате поступления в атмосферу готовых частиц из так называемых первичных источников, либо частицы образуются непосредственно (*in situ*) в атмосфере в результате сложных физико-химических превращений типа газ – частица, т.е. из вторичных источников.

В табл. 5.1 приведено среднегодовое количество аэрозолей, поступающее в атмосферу из различных источников, по данным Робинсона и Роббинса (Батчер С., Чарлсон Р. Введение в химию атмосферы. М.: Мир, 1977. 270 с.). Приведенные в таблице глобальные оценки имеют приближенный характер, что подтверждается оценками других авторов (данные в круглых скобках).

Присутствие аэрозоля в атмосфере оказывает существенное влияние на оптические и электрические характеристики атмосферы: коэффициенты ослабления, рассеяния, поглощения, индикатрису рассеяния,

Таблица 5.1

Среднегодовое поступление в атмосферу аэрозолей от различных источников

Источник или вид аэрозоля	Количество аэрозолей, млн т	
	природное	антропогенное
Первичное образование		
Сжигание угля	-	36
Черная металлургия	-	9
Сжигание древесины и отходы дерево-обрабатывающей промышленности	-	8
Сжигание нефтепродуктов	-	2
Сжигание мусора	-	4
Сельскохозяйственная деятельность	-	10
Производство цемента	-	7
Другие источники	-	16
Морская соль	1000 (300)	-
Почвенная пыль	200 (100–500)	-
Вулканические частицы	4 (25–1500)	-
Лесные и степные пожары	3 (3–150)	-
Сумма	1207	92 (10–20)
Вторичное образование		
Сульфат из H_2S	204 (130–200)	-
Сульфат из SO_2	-	147 (200)
Нитрат из NO_x	432 (60–430)	30 (30–35)
Аммоний из NH_3	269 (80–270)	-
Органические аэрозоли из терпеновых углеводов и т.п.	200 (75–200)	27 (15–90)
Сумма	1105	204 (185–415)
Всего	2312	296

матрицу рассеяния, электропроводность, напряженность электрического поля, плотность электрического тока.

Рассмотрим, как влияют аэрозольные частицы на концентрацию ионов в атмосфере, а следовательно, на проводимость, ток проводимости и напряженность электрического поля.

Ионизационное состояние атмосферы характеризуется числом ионов в единице объема, n , ион/см³. Присутствие ионов в атмосфере определяет ее проводящую способность или проводимость. Ионы движутся в электрическом поле напряженностью E со скоростью $v = uE$, где u – подвижность ионов. (Подвижность выражается в см²/(В·с).) Так как каждый ион имеет заряд e , то через 1 см² поверхности, перпендику-

лярной к направлению поля E , в единицу времени переносится в одну сторону заряд, равный $i_+ = n_+ u_+ e E$, и в обратную сторону – $i_- = n_- u_- e E$. Сумма их дает плотность тока проводимости:

$$i = (n_+ u_+ + n_- u_-) e E. \quad (5.1)$$

Произведения $\lambda_+ = n_+ u_+ e$ и $\lambda_- = n_- u_- e$ называются полярными проводимостями, а их сумма дает суммарную проводимость: $\lambda = \lambda_+ + \lambda_-$.

Однако в атмосфере подвижности ионов различны, поэтому в более общем виде для проводимости следует записать

$$\lambda = \sum_{j=1}^{\infty} (n_+ u_+ + n_- u_-)_j e,$$

где суммирование ведется по всем группам ионов различной подвижности, содержащихся в атмосфере.

Будем считать, что в атмосфере присутствуют три группы ионов: легкие (устойчивые комплексы, состоящие из группы молекул) размером $7 \cdot 10^{-8}$ см, тяжелые (ядра конденсации и другие мельчайшие частицы, к которым присоединились легкие ионы и отдали частицам свой заряд) размером $(25-55) \cdot 10^{-7}$ см и средние ионы размером $(6,6-250) \times 10^{-8}$ см. Тогда

$$\lambda = n_l u_l e + n_{cp} u_{cp} e + n_t u_t e. \quad (5.2)$$

Поскольку подвижность легких ионов намного больше подвижности средних и тяжелых ионов, то в выражении (5.2) основную роль играет первый член. Считается, что проводимость атмосферы на 95 % обусловлена легкими ионами.

Концентрация ионов (подвижности) и ее изменение определяются числом ионов, образующихся в единицу времени, и числом ионов, уничтожающихся в то же время, например, под действием воссоединения или рекомбинации. Сущность процесса рекомбинации заключается в том, что ионы противоположного знака, содержащиеся в атмосфере, при встрече взаимно нейтрализуются. Представим, что в атмосфере содержатся ионы только одной подвижности – легкие ионы, концентрация которых n_+ и n_- ($n_{\pm}$). Тогда число ионов, воссоединяющихся в 1 с в 1 см³ воздуха, будет $\alpha n_{\pm}^2$, где α – коэффициент пропорциональности, так называемый коэффициент ион-ионного взаимодействия. Если в

единице объема образуется ν пар ионов в 1 с (то есть ν – интенсивность ионообразования), то для изменения числа ионов во времени можно написать

$$\frac{dn_{\pm}^2}{dt} = \nu - \alpha n_{\pm}^2. \quad (5.3)$$

Соотношение (5.3) применительно к атмосферным условиям справедливо в случае особо чистого воздуха. В действительности в атмосфере всегда содержатся не только легкие ионы, но и тяжелые, незаряженные ядра конденсации. Концентрация этих частиц больше концентрации легких ионов. Следовательно, в общем случае необходимо учитывать воссоединение всех ионов противоположного знака с различной подвижностью.

Кроме рассмотренного процесса, следует учитывать оседание (прилипание) на нейтральных, более крупных, взвешенных в воздухе частицах, в результате которого ионы более подвижной группы прекращают свое существование и образуются тяжелые заряженные частицы. Все эти процессы (воссоединение более легких ионов с тяжелыми, оседание их на незаряженных частицах) имеют преобладающее значение в аэрозольной атмосфере. Учтем приближенно эти процессы, введя в правую часть уравнения (5.3) еще один член вида $\beta N n_{\pm}$, где β – некоторый коэффициент, имеющий смысл коэффициента присоединения легких ионов к аэрозольным частицам; N – концентрация аэрозольных частиц, как заряженных, так и не заряженных. Тогда для данного случая напомним

$$\frac{dn_{\pm}^2}{dt} = \nu - \alpha n_{\pm}^2 - \beta N n_{\pm}. \quad (5.4)$$

Рассмотрим изменение во времени легких n_+ и n_- и тяжелых N_+ и N_- ионов, а также числа незаряженных частиц N_0 .

При этом ограничимся учетом только процессов воссоединения и прилипания, которые приводят к уничтожению ионов. Тогда можно написать следующие пять уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dn_+}{dt} &= \nu_+ - \alpha n_{\pm} - \eta_{+,-} n_+ N_- - \eta_{+,0} n_+ N_0, \\ \frac{dn_-}{dt} &= \nu_- - \alpha n_{\mp} - \eta_{-,+} n_- N_+ - \eta_{-,0} n_- N_0, \end{aligned}$$

$$\frac{dN_+}{dt} = Q_+ + \eta_{+,0}n_+N_0 - \eta_{-,+}n_-N_+ - zN_-N_+, \quad (5.5)$$

$$\frac{dN_-}{dt} = Q_- + \eta_{-,0}n_-N_0 - \eta_{+,-}n_+N_- - zN_+N_-,$$

$$\frac{dN_0}{dt} = Q_0 + \eta_{-,+}n_-N_+ + \eta_{+,-}n_+N_- + 2zN_+N_- + \eta_{+,0}n_+N_0 - \eta_{-,0}n_-N_0.$$

Смысл этих уравнений очевиден. Здесь через v_+ , v_- , Q_+ , Q_- и Q_0 обозначено число соответствующих ионов и нейтральных частиц, возникающих в единице объема, обусловленное действием всех процессов: ионизации, и диффузии, и адвекции, и т.д.; α – коэффициент воссоединения легких ионов; z – коэффициент воссоединения тяжелых ионов между собой ($z \ll \alpha$); η – коэффициент воссоединения легких ионов с тяжелыми; $\eta_{+,0}$, $\eta_{-,0}$ – коэффициенты прилипания легких ионов к нейтральным частицам.

Значения всех коэффициентов η зависят от коэффициентов диффузии легких ионов каждого знака, а также от радиуса частицы и тяжелого иона, возрастая с увеличением радиуса.

Систему (5.5) можно упростить, и ее применяют к изучению состояния ионизационного равновесия. Пренебрежем воссоединением тяжелых ионов между собой (так как $z \ll \alpha$); положим $Q_+ = Q_- = Q_0 = 0$, $v_+ = v_- = v$ равно числу легких ионов, образующихся только в результате ионизации; примем $n_+ = n_- = n$, $N_+ = N_- = N'$, $\eta_{+,-} = \eta_{-,+} = \mu$, $\eta_{+,0} = \eta_{-,0} = \eta$.

Тогда вместо первых двух уравнений системы (5.5) можно написать

$$\frac{dn}{dt} = v - \alpha n^2 - \mu n N' - \eta n N_0$$

или
$$\frac{dn}{dt} = v - \beta' n, \quad (5.6)$$

где $\beta' = \alpha n + \mu N' + \eta N_0$.

Из соотношений (5.5) при принятых упрощениях получается

$$\beta' = \alpha n + \beta N, \quad (5.7)$$

где $N = N_+ + N_- + N_0$ – общее число заряженных и незаряженных частиц в единице объема.

В результате получается приближенное уравнение (5.4). Это уравнение в случае чистой атмосферы, когда $N = 0$, переходит в уравнение (5.3), а в случае аэрозольной, когда $N > n$, – в уравнение (5.6).

В равновесном состоянии $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0\right)$ из уравнения (5.4) следует уравнение для концентрации ионов:

$$n_{\pm} = \frac{2\nu}{\beta N + \sqrt{\beta^2 N^2 + 4\alpha\nu}}. \quad (5.8)$$

Из уравнения (5.4) видно, что влияние аэрозольных частиц на концентрацию легких ионов существенно при выполнении неравенства $\beta N \gg \alpha n_{\pm}$. При $\beta = 1,65 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ (ядра Айткена), $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, $\nu = 10^7 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ приведенное неравенство выполняется при концентрации частиц $N \gg 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-3}$.

5.2. Характеристики индивидуальных частиц

Размер частиц является наиболее важным параметром и в то же время наиболее изменчивым для атмосферного аэрозоля (от нескольких единиц ангстрем для кластеров и малых ионов до нескольких миллиметров для капель дождя и частиц, взвешенных в сильных восходящих и турбулентных потоках).

Часть частиц в атмосфере нейтральна, а часть заряжена. Частицы, размер которых составляет 0,01–0,2 мкм, оказывают существенное влияние на характеристики атмосферного электричества. Их концентрация зависит от местности и изменяется в следующем порядке:

- над океаном и вдали от берегов $(3-5) \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$
- в континентальной сельской местности $(1-5) \cdot 10^9 \text{ м}^{-3}$
- вблизи городов $(1-10) \cdot 10^9 \text{ м}^{-3}$
- в городах $(1-10) \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$.

В зависимости от диапазона размеров частиц принято выделять грубодисперсную (более 1 мкм) и субмикронную (менее 1 мкм) фракции аэрозолей. Область размеров менее 1 мкм часто относят к микродисперсной фракции. Одновременно с этой терминологией в литературе

распространено и такое деление: частицы Айткена (менее 0,1 мкм), большие частицы (диапазон размеров 0,1–1 мкм), гигантские частицы (более 1 мкм). Огромный интервал изменения размеров аэрозольных частиц (10^{-4} – 10^3 мкм) предопределяет различный теоретический и экспериментальный подход к изучению свойств индивидуальных частиц в различных размерных диапазонах. При применении излучения видимого диапазона для измерений характеристик дисперсности аэрозолей частицы размером менее 0,05 мкм не могут быть обнаружены и изучены чисто оптическим путем. В неподвижной аэрозольной среде частицы размерами более 100 мкм быстро выпадают и редко наблюдаются в подобных средах.

Форма аэрозольных частиц может быть весьма разнообразной – шаровой, нитевидной, эллипсоидальной, цилиндрической, палочкообразной, кристаллической, многослойной и т.д. Несферические частицы размером много меньше длины волны видимого излучения для практических расчетов с достаточной точностью рассматриваются как сферы.

Если размер частицы сравним или больше длины волны, чтобы стандартизовать измерения (оптическими, диффузионными, седиментационными методами, измерениями ионной подвижности и т.п.), определяя некоторый эквивалентный размер частицы.

Для описания несферических частиц наиболее часто употребляются эквивалентные размеры, например радиус шара, площадь поперечного сечения которого равна площади проекции частицы, усредненной по всем положениям, и т.п. Согласно теореме Коши, усредненная по всем положениям площадь проекции выпуклой частицы равна 1/4 площади ее поверхности.

Комплексный показатель преломления аэрозольных частиц определяется химическим составом вещества и характеризуется действительной n и мнимой κ частями $m = n - i\kappa$.

Действительная часть определяет фазовый сдвиг электромагнитной волны, прошедшей через вещество, и называется показателем преломления. Мнимая часть определяет уменьшение амплитуды и называется показателем поглощения.

Показатели n и κ называют оптическими постоянными вещества частицы. Комплексный показатель преломления является функцией длины волны излучения и зависит от температуры. На рис. 5.1 приведен спектральный ход n (кривая 1) и κ (кривая 2) для воды, самого распространенного вещества в аэрозольной атмосфере.

С ростом температуры величина показателя преломления понижается, а полосы поглощения становятся более узкими и смещаются.

Разнообразие химического состава вещества аэрозольных частиц различной природы определяет широкий диапазон значений комплексного показателя преломления. По признаку химического состава принято выделять: водный и морской аэрозоль (частицы – водные растворы), дымовой аэрозоль (частицы – продукты горения), пылевой аэрозоль, органический аэрозоль, вулканический аэрозоль, фотохимический и многие другие. В реальной атмосфере присутствуют одновременно частицы разного химического состава с различным вкладом в оптические свойства.

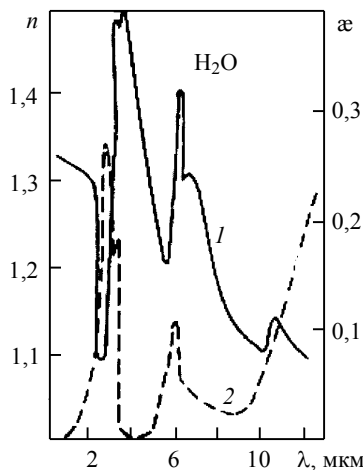


Рис. 5.1. Спектральная зависимость показателя преломления n (кр. 1) и показателя поглощения α (кр. 2) жидкой воды

5.3. Распределение частиц по размерам

Важной характеристикой дисперсности аэрозольной среды является функция распределения частиц по какому-либо параметру, например по размеру:

$$f(r) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dr}, \quad (5.9)$$

где r – радиус частицы; N – число частиц в единице объема (концентрация); функция распределения обычно нормирована или на единицу

$\int_0^{\infty} f(r) dr = 1$, или на концентрацию $\int_0^{\infty} f(r) dr = N$. Из определения функции распределения следует, что $f(r)$ представляет собой плотность вероятности обнаружения частицы радиусом между r и $r + dr$ в единице объема. Число частиц с радиусом в интервале r и $r + dr$ в единице объема определяется как

$$dN = g(r)dr, \quad (5.10)$$

где $g(r) = Nf(r)$ называют функцией распределения плотности числа частиц.

Характерные моменты распределения (среднее, среднеквадратичное и т.д.) определяются по известному соотношению

$$\langle r^n \rangle = \int_0^{\infty} r^n f(r) dr, \quad (5.11)$$

где n – номер момента.

Первый момент ($n = 1$) – это среднее значение размера частиц. Среднеквадратичный радиус $r_2 = \sqrt{\langle r^2 \rangle}$ характеризует оптические свойства ансамбля частиц в области размеров, больших длины волны. Среднекубический радиус $r_3 = \sqrt{\langle r^3 \rangle}$ определяет массовую концентрацию частиц. Абсцисса максимума распределения определяется как

$$D = \sigma^2 = \langle r^2 \rangle - \langle r \rangle^2, \quad (5.12)$$

где σ называется среднеквадратичным отклонением, а величина $\sigma / \langle r \rangle$ (в процентах) – коэффициент вариации.

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

$$S = \int_0^{\infty} \pi r^2 g(r) dr, \quad (5.13)$$

$$V = \frac{3}{4} \int_0^{\infty} \pi r^3 g(r) dr.$$

При описании функции распределения частиц используются различные приемы масштабирования по оси ординат и оси абсцисс (чаще логарифмический масштаб), а в зависимости от решаемых задач применяются функции распределения по размерам, сечению или объему. На рис. 5.2 показано распределение частиц по размерам $dN/d \lg r$ (кривая 1), по сечению $dS/d \lg r$ (кривая 2) и по объему $dV/d \lg r$ (кри-

вая 3) для одной из реализаций смогового аэрозоля. Как видно из рисунка, при одновременном распределении частиц по размерам и сечению отчетливо выделяется двухмодовый характер распределения частиц по объему в одной и той же атмосферной ситуации.

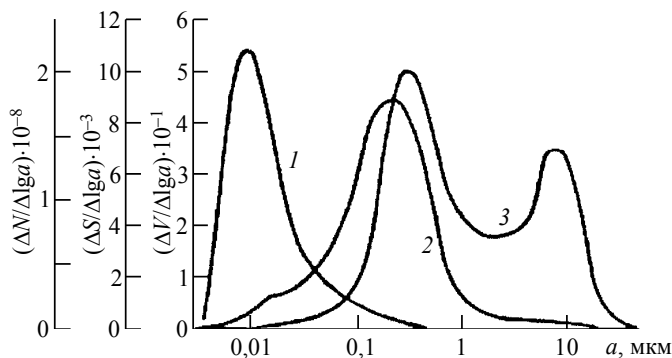


Рис. 5.2. Распределение частиц по размерам (кр. 1), сечению (кр. 2) и объему (кр. 3) для смогового аэрозоля

Для описания спектра размеров атмосферного аэрозоля наиболее распространены следующие аппроксимации:

1. **Распределение Гаусса (нормальное)** – для аэрозолей, близких к монодисперсным:

$$f(r) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(r-\bar{r})^2}{2\sigma^2}}. \quad (5.14)$$

Центральные ($\bar{r} = 0$) моменты нормального распределения

$$\overline{r^{2n}} = \frac{(2n)!}{2^n n!} \sigma^{2n} \overline{r^{2n}} = 0, \quad n \geq 1. \quad (5.15)$$

2. **Распределение Юнге** – для атмосферных аэрозолей при $r > 0,1$ мкм:

$$f(r) = \frac{dN}{d \log r} = cr^{-v}; \quad f(r) = \frac{dN}{dr} = cr^{-v^*}, \quad v^* = v - 1. \quad (5.16)$$

Эта функция определяется двумя постоянными: v – характеризует скорость убывания предельной концентрации с ростом радиуса частиц

(изменяется примерно от 2 до 5); c – связана с полной концентрацией частиц.

3. **Гамма-распределение** – для частиц облаков и туманов в диапазоне радиусов 0,5–20 мкм:

$$f(r) = \frac{1}{\Gamma(\alpha + 1)\delta^{\alpha+1}} r^\alpha e^{-r/\delta}, \quad (5.17)$$

где $\Gamma(\alpha + 1)$ – гамма-функция; α и δ – параметры распределения.

Моменты распределения:

$$\overline{r^n} = \delta^n (\alpha + 1)(\alpha + 2) \dots (\alpha + n), \quad (5.18)$$

$$D(r) = \delta^2 (\alpha + 1).$$

4. **Логарифмически нормальное распределение** – для ряда промышленных и природных аэрозолей конденсационного и дисперсионного типов:

$$f(r) = \frac{1}{\sigma r \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\lg r - \overline{\lg r})^2}{2\sigma^2} \right]; \quad (5.19)$$

$$\overline{r} = \exp \left[\overline{\lg r} - \sigma^2 / 2 \right]; \quad (5.20)$$

$$D(r) = \exp \left[2\overline{\lg r} + \sigma^2 \right] \left[\exp \sigma^2 - 1 \right]. \quad (5.21)$$

На практике предпочтение отдается логарифмически нормальному распределению. Это связано с рядом причин. Во-первых, это распределение по своей статистической сути естественным образом описывает распределение частиц от различных источников аэрозоля (оно впервые было получено А.Н. Колмогоровым для описания спектра размеров частиц, образующихся в результате дробления). Во-вторых, варьируя только двумя параметрами $\overline{\lg r}$ и σ , можно описывать функции распределения частиц по размерам практически во всем диапазоне дисперсности. На рис. 5.3 показано влияние этих параметров на вид функции $f(r)$.

В-третьих, с помощью нескольких логнормальных распределений, подбирая соответствующие значения $\overline{\lg r}$ и σ , удается с приемлемой для оптических задач точностью аппроксимировать практически любую

реально наблюдаемую гистограмму распределения частиц по размерам. И наконец, удобство использования логнормального распределения для описания аэрозольных распределений определяется его замечательным свойством – инвариантностью относительно преобразования моментов распределения. Это свойство позволяет осуществить переход без изменения формы распределения от функций распределения по размерам к функциям распределения по поперечным сечениям и объему.

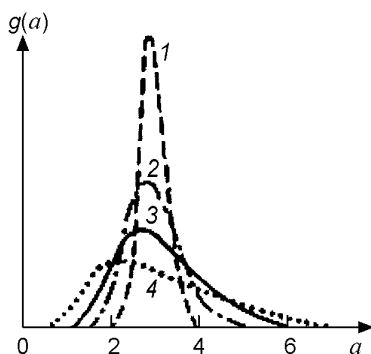


Рис. 5.3. Влияние параметров логнормального распределения на вид функции распределения: $s = 0,1$ (кр. 1), $0,2$ (кр. 2), $0,3$ (кр. 3) и $0,5$ (кр. 4)

Именно для логнормального распределения сферических частиц по размерам к настоящему времени выполнены наиболее подробные расчеты оптических характеристик А.С. Емиленко, Э.Г. Яновицким и др. (ИФА РАН).

С учетом спектрального распределения аэрозольных частиц по размерам и в предположении, что все ионы присоединены к частицам, третий член в уравнении (5.4), характеризующий влияние аэрозольных частиц на изменение концентрации положительных и отрицательных легких ионов (электрическая плотность аэрозоля), может быть приведен в виде

$$\gamma(r) = \int \beta(r) N f(r) dr. \quad (5.22)$$

Значения интеграла (5.22) приведены в табл. 5.2. Значения $\beta(r)$, для которых проводился расчет, указаны в этой же таблице.

Таблица 5.2

Значения $\gamma(r)$, отн. ед.

r , мкм	$\beta(r) \cdot 10^{12}$, м ³ /с	$\gamma(r)$
0,01	0,3	0,03
0,02	0,7	0,09
0,04	1,6	0,29
0,06	2,4	0,45
0,1	3,9	0,7
0,2	82,3	0,94
0,5	20,7	0,99
1,0	40,0	1,0

Физические выводы из представленных в табл. 5.2 результатов легче сделать, если их привести в графическом виде. На рис. 5.4 показаны зависимости $\beta(r)$ и $\gamma(r)$ от размера частиц.

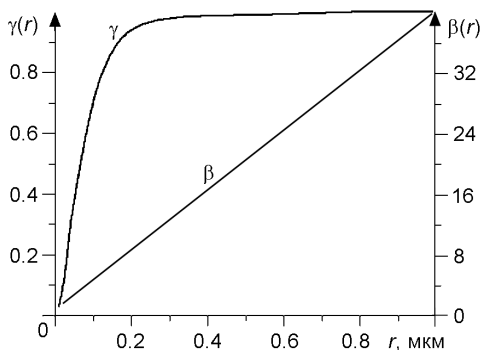


Рис. 5.4. Изменение электрической плотности аэрозоля для распределения Юнге

Несмотря на то, что величина β растет во всем диапазоне радиусов частиц вплоть до 1 мкм, γ пропорциональна радиусу частиц только до 0,2 мкм, т.е. основной вклад в значения γ вносят частицы размером от 0,02 до 0,4 мкм. Если посмотреть на рис. 5.2, где представлено распределение частиц по размерам Юнге $\frac{dN}{d \lg r}$, становится понятной такая

зависимость $\gamma(r)$: функция $f(r)$ задана в этом диапазоне размеров частиц. Увеличение концентрации аэрозольных частиц субоптического диапазона размеров (радиус 0,01–0,2 мкм), как видно из (5.8), уменьшает концентрацию заряженных частиц, а следовательно, и электропроводность. Это соответствует двадцатилетним наблюдениям за электропроводностью воздуха для рассматриваемого распределения частиц по размерам. Одной из основных причин уменьшения электропроводности является загрязнение атмосферы. Такое наблюдается в настоящее время в городах и их окрестностях. Влияние антропогенного фактора на электропроводность атмосферы представляет еще одну возможность экологического контроля загрязнения воздушной среды. Если аэрозольная среда состоит из больших частиц (капли облаков, туманов) с гамма-распределением по размерам (см. рис. 5.2), то протекающие здесь физические процессы намного сложнее, поскольку в этом случае необходимо учитывать и захват частицами ионов, и адсорбцию, и разрядку ионов на поверхности частицы, и диффузию незаряженных частиц к капле, и т.д. Экспериментальные данные для облаков подтверждают, что в них электропроводность значительно меньше, чем при ясной погоде, а в некоторых туманах – исчезающе мала.

Глава 6

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДИСПЕРСНОЙ СИСТЕМОЙ

6.1. Интенсивность рассеянного излучения. Коэффициенты рассеяния, поглощения и ослабления

Связь между параметрами сферической частицы и характеристиками излучения установлена в теории Ми. В качестве безразмерных параметров в теории Ми введены: параметр $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda}$ (r – радиус частицы, λ – длина волны излучения), который является характеристикой относительного размера шара, относительный показатель преломления $m = m_i / m_a$, где m_i и m_a – комплексные показатели преломления среды соответственно внутри и вне шара.

К числу измеряемых физических величин в рассматриваемом случае относятся интенсивность и параметры Стокса. Из сопоставления именно этих величин для падающего и рассеянного излучения следуют основные оптические характеристики для рассеивающих частиц.

Так как электромагнитное поле обладает энергией, поэтому распространение световой волны связано с переносом энергии. Вектор Π плотности потока энергии электромагнитных волн, называемый вектором Умова – Пойнтинга, для плоской или сферической волны выражается формулой

$$\Pi = wu, \quad (6.1)$$

где

$$w = \frac{1}{2}(\epsilon\epsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2)$$

– объемная плотность энергии электромагнитного поля волны; ϵ_0 , μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, а ϵ , μ – относитель-

ные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, не зависящие ни от координат, ни от времени; $\mathbf{u}$ – вектор групповой скорости волны.

Для монохроматической волны в атмосфере групповая скорость $\mathbf{u}$ равна фазовой скорости волны

$$\mathbf{v} = \frac{v}{EH} [\mathbf{EH}],$$

где $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$. Учитывая, что $\sqrt{\mu\mu_0}H = \sqrt{\epsilon\epsilon_0}E$, для w и $\mathbf{\Pi}$ запишем

$$w = \sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}EH = EH/v, \quad \mathbf{\Pi} = \frac{EH}{v} \mathbf{v}.$$

Подставив значение $\mathbf{v}$, получим выражение для вектора Умова – Пойнтинга в системе СИ:

$$\mathbf{\Pi} = [\mathbf{EH}]. \quad (6.2)$$

Размерность этого вектора, определяемая как произведение размерностей векторов, его образующих $(\text{В/м})(\text{А/м}) = (\text{Вт/м}^2)$, имеет размерность мощности, приходящейся на единицу площади.

В абсолютной системе единиц связь вектора Умова – Пойнтинга с векторами поля следующая:

$$\mathbf{\Pi} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{EH}]. \quad (6.3)$$

Интенсивностью электромагнитной волны называется величина I , численно равная энергии, которую переносит волна за единицу времени сквозь единицу площади поверхности, перпендикулярной к направлению распространения волны. В оптическом диапазоне электромагнитных колебаний ($\sim 10^{-15}$ с) практическое значение имеют не мгновенные значения быстро осциллирующих величин, а их средние значения за некоторый временной интервал $T' \gg T = \frac{2\pi}{\omega}$. То есть интенсивность света

будет равна модулю среднего значения вектора Умова – Пойнтинга за этот промежуток времени:

$$I = \langle |\mathbf{\Pi}| \rangle = \frac{1}{2T'} \int_{-T'}^{T'} |\mathbf{EH}| dt. \quad (6.4)$$

Представим векторы напряженностей поля электромагнитной волны в комплексном виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Тогда плотность потока энергии определится формулой

$$\Pi = \operatorname{Re} \mathbf{E} \times \operatorname{Re} \mathbf{H}. \quad (6.6)$$

Запишем независимые от времени части векторов

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} &= \mathbf{E}_R + i\mathbf{E}_J, \\ \mathbf{H}_0 e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} &= \mathbf{H}_R + i\mathbf{H}_J, \end{aligned} \quad (6.7)$$

где индексы R и J обозначают действительные и мнимые части величин в левой части равенства. Для векторов поля волны имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= (\mathbf{E}_R + i\mathbf{E}_J) e^{-i\omega t}, \\ \mathbf{H} &= (\mathbf{H}_R + i\mathbf{H}_J) e^{-i\omega t}. \end{aligned} \quad (6.8)$$

Следовательно,

$$\operatorname{Re} \mathbf{E} = \operatorname{Re}[(\mathbf{E}_R + i\mathbf{E}_J)(\cos \omega t - i \sin \omega t)] = \mathbf{E}_R \cos \omega t + \mathbf{E}_J \sin \omega t,$$

$$\operatorname{Re} \mathbf{H} = \operatorname{Re}[(\mathbf{H}_R + i\mathbf{H}_J)(\cos \omega t - i \sin \omega t)] = \mathbf{H}_R \cos \omega t + \mathbf{H}_J \sin \omega t. \quad (6.9)$$

Подставляя (6.9) в (6.6), находим

$$\begin{aligned} \Pi &= (\mathbf{E}_R \times \mathbf{H}_R) \cos^2 \omega t + (\mathbf{E}_J \times \mathbf{H}_J) \sin^2 \omega t + \\ &+ [(\mathbf{E}_R \times \mathbf{H}_J) + (\mathbf{E}_J \times \mathbf{H}_R)] \sin \omega t \cos \omega t. \end{aligned} \quad (6.10)$$

Интенсивность света равна модулю среднего значения вектора Умова – Пойнтинга по времени. Тогда третье слагаемое в правой части (6.10) исчезает, а средние от квадрата синуса и косинуса равны 1/2. Поэтому

$$\langle \Pi \rangle = \frac{1}{2} [(\mathbf{E}_R \times \mathbf{H}_R) + (\mathbf{E}_J \times \mathbf{H}_J)]. \quad (6.11)$$

Используя комплексно-сопряженные величины, соотношение (6.11) можно записать в более простом виде. Из (6.8) видно, что

$$\mathbf{H}^* = (\mathbf{H}_R - i\mathbf{H}_J) e^{i\omega t}. \quad (6.12)$$

Вычислим векторное произведение:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* &= (\mathbf{E}_R + i\mathbf{E}_J)e^{i\omega t}(\mathbf{H}_R - i\mathbf{H}_J)e^{i\omega t} = \\ &= (\mathbf{E}_R\mathbf{H}_R + \mathbf{E}_J\mathbf{H}_J + [\mathbf{E}_J\mathbf{H}_R] - [\mathbf{E}_R\mathbf{H}_J]). \end{aligned} \quad (6.13)$$

Сравнивая (6.11) и (6.13) между собой, видим, что

$$\langle \mathbf{P} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*], \quad (6.14)$$

или в абсолютной системе единиц

$$\langle \mathbf{P} \rangle = \frac{c}{8\pi} \text{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*]. \quad (6.15)$$

Интенсивность рассеянного излучения сложным образом зависит от угла рассеяния. Но при любой угловой зависимости появление рассеянного излучения происходит за счет убывания вектора падающей энергии в направлении распространения волн, т.е. за счет энергетического перераспределения падающего излучения. Для количественной характеристики энергетического ослабления излучения вводятся понятия коэффициентов рассеяния, поглощения и ослабления.

Коэффициентом рассеяния частиц σ_p называют отношение суммарного потока электромагнитной энергии, рассеянной во всех направлениях, к интенсивности падающего потока. Аналогично, коэффициент поглощения частицы σ_{π} — отношение со знаком минус полного потока энергии (падающей и рассеянной) через сферу с большим радиусом вокруг частицы к интенсивности падающего потока. Учитывая единицы потока энергии (Вт) и интенсивности потока (Вт/м²), единицей коэффициента рассеяния (поглощения) частицей будет м², т.е. площадь. Поэтому эти коэффициенты нередко называют эффективными сечениями рассеяния и поглощения.

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

$$\begin{aligned} K_p(\rho, m) &= \sigma_p / \pi r^2, \quad K_{\pi}(\rho, m) = \sigma_{\pi} / \pi r^2, \\ K(\rho, m) &= \sigma_{\text{осл}} / \pi r^2, \quad K(\rho, m) = K_p(\rho, m) + K_{\pi}(\rho, m). \end{aligned} \quad (6.16)$$

Для коэффициентов рассеяния и поглощения в соответствии с определениями можно записать

$$I_0 \sigma_{\pi} = \oint_{4\pi} \Pi_r r^2 d\Omega, \quad I_0 \sigma_p = \oint_{4\pi} \Pi_r^a r^2 d\Omega, \quad (6.17)$$

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

На рис. 6.1 приведена типичная зависимость фактора эффективности ослабления от параметра ρ для непоглощающих сферических частиц с показателем преломления $m = 1,33$ (водные частицы в видимой области) и $m = \infty$ (полностью отражающие частицы). Как видно из рисунка, фактор эффективности ослабления сначала возрастает, проходит через максимум и затем, продолжая осциллировать с затуханием, асимптотически приближается к значению $K(\rho, m) = 2$. Осцилляции (крупные и мелкие) отражают волновую природу процессов рассеяния оптического излучения частицей.

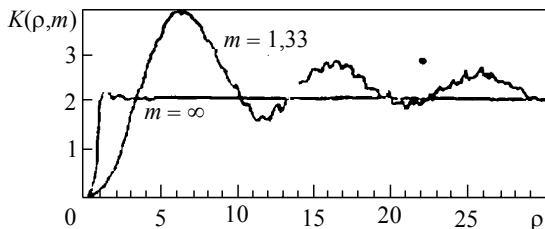


Рис. 6.1. Факторы эффективности ослабления при $m = 1,33$ и ∞

6.2. Параметры Стокса. Матрица рассеяния

Состояние поляризации электромагнитных волн практически удобно описывать не с помощью векторов электрического или магнитного полей, а с помощью некоторых статистических параметров, представляющих собой квадратичные и билинейные комбинации относительно компонент $\mathbf{E}$. Наибольшее распространение получили так называемые

параметры Стокса, которые введены им в 1852 г. при исследованиях поляризованного света:

$$\begin{aligned} S_1 &= \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle, \quad S_2 = \langle E_x E_x^* \rangle - \langle E_y E_y^* \rangle, \\ S_3 &= \langle E_x E_y^* \rangle - \langle E_x^* E_y \rangle, \quad S_4 = -i \langle E_x E_y^* \rangle - \langle E_x^* E_y \rangle, \end{aligned} \quad (6.18)$$

где E_x и E_y – компоненты электрического вектора, ортогональные направлению распространения волн.

Параметры Стокса можно рассматривать как компоненты четырехмерного вектора $\mathbf{S}$, который получил название вектора Стокса.

Параметры Стокса падающего и рассеянного излучения связаны между собой через матрицу рассеяния $S_i = \sum_k F_{ik} S_{ok}$. Для сферических частиц матрица имеет вид (Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами)

$$F_{ik} = \frac{1}{2k_\lambda^2 r} \begin{vmatrix} i_1 + i_2 & i_1 - i_2 & 0 & 0 \\ i_1 - i_2 & i_1 + i_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\sqrt{i_1 i_2} \cos \delta & -2\sqrt{i_1 i_2} \sin \delta \\ 0 & 0 & 2\sqrt{i_1 i_2} \sin \delta & -2\sqrt{i_1 i_2} \cos \delta \end{vmatrix}, \quad (6.19)$$

где k_λ – волновой вектор для падающей волны во внешней среде; $i_1 = \langle A_1 A_1^* \rangle$, $i_2 = \langle A_2 A_2^* \rangle$, $A_1 = \sqrt{i_1} e^{i\sigma_1}$, $A_2 = \sqrt{i_2} e^{i\sigma_2}$ – амплитудные функции в формулах Ми для составляющих полей; $\delta = \sigma_1 - \sigma_2$ – разность фаз ортогональных компонент поля.

Поток рассеянного частицей (или микрообъемом) излучения (интенсивность рассеяния, интегрированная по всем углам), отнесенный к падающей интенсивности, определяет коэффициент рассеяния. Компонента матрицы рассеяния F_{11} определяется как отношение интенсивности рассеянного излучения в данном направлении $I(\theta, \varphi)$ к интенсивности падающего излучения I_0 . $F_{11} = \frac{I(\theta, \varphi)}{I_0}$, θ и φ – углы в полярной системе координат. Таким образом,

$$\frac{1}{I_0} \oint_{4\pi} I(\theta, \varphi) d\Omega = \oint_{4\pi} F_{11} d\Omega = \sigma_p. \quad (6.20)$$

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

$$f_{ik}(\theta, \varphi) = \frac{F_{ik}(\theta, \varphi)}{F_{11}(\theta, \varphi)}. \quad (6.21)$$

Тогда f_{11} , удовлетворяющая нормировке

$$\frac{1}{4\pi} \int f_{11}(\theta, \varphi) d\omega = 1, \quad (6.22)$$

называется функцией рассеяния или индикатрисой рассеяния.

6.3. Рассеяние независимыми частицами

В основе теории переноса излучения через систему частиц в приближении однократного рассеяния лежат закономерности рассеяния независимыми частицами, при которых фазовые соотношения рассеянных разными частицами волн совершенно случайны (интерференция отсутствует) и без учета фазы могут складываться не амплитуды, а интенсивности рассеянных волн. Иначе говоря, если обозначить интенсивность рассеянной i -й частицей волны через I_i , то суммарная интенсивность определяется как $I(\varphi, \theta) = \sum_i I_i(\varphi, \theta)$. Интегрирование по всем направ-

лениям не изменит этого соотношения, и, следовательно, для сечения рассеяния системой частиц в этом случае получим $\sigma_p = \sum_i \sigma_{pi}$. Наобо-

рот, для случая рассеяния в направлении вперед интерференция рассеянных волн всегда имеет место, так как независимо от положения частиц относительно некоторого начала координат сохраняется определенное соотношение фаз. Следовательно, при очень малых углах рассеяния необходимо складывать не интенсивности, а амплитуды рассеянных волн. Поэтому для суммарной амплитудной функции $A(0)$ можно записать $A(0) = \sum A_i(0)$. Но по оптической теореме ослабления величина $A(0)$ однозначно связана с сечением ослабления, т.е. $\sigma = \sum_i \sigma_i$. Таким

образом, по совершенно различным причинам сечения рассеяния и ослабления для системы независимых частиц аддитивны. Простым вычитанием доказывается это правило и для сечения поглощения.

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

$$I_N = I_0 \left(1 - \frac{\tau}{N_0 S_0 l} \right)^{N_0 S_0 l}, \quad (6.23)$$

где S_0 – поперечное сечение оптического пучка; N_0 – концентрация рассеивателей; l – толщина рассеивающего слоя; τ – оптическая толщина равная $\sigma_{\text{осл}} l$. Формула (6.23) имеет замечательный предел, который при $N_0 S_0 l \rightarrow \infty$ соответствует экспоненциальному затуханию интенсивности

$$I_N = I_0 \lim_{N_0 S_0 l \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{\tau}{N_0 S_0 l} \right)^{N_0 S_0 l} = I_0 e^{-\tau}. \quad (6.24)$$

Таким образом, только при достаточно большом числе рассеивателей $N_0 S_0 l$ затухание интенсивности проходящего излучения соответствует экспоненциальному закону ослабления, который в дифференциальной форме имеет вид

$$dI = -k I dl \quad (6.25)$$

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

Коэффициент пропорциональности k в (6.25) называется объемным коэффициентом ослабления (экстинции) и имеет единицу м^{-1} в отличие от суммарного сечения ослабления отдельными частицами, имеющего единицу м^2 . Если единичный объем содержит N_0 рассеивающих частиц с плотностью распределения по размерам $f(r)$, то объемный коэффициент ослабления однозначно связан с коэффициентом (сечением) ослабления отдельными частицами $\sigma(r)$ соотношением

$$k = N_0 \int_0^{\infty} \sigma(r) f(r) dr. \quad (6.26)$$

Аналогичная связь с сечениями имеется и для объемных коэффициентов рассеяния k_p и поглощения k_n . Пары этих характеристик рассеи-

вающей среды выбираются произвольно. Иногда удобной парой оказывается один из коэффициентов (ослабления, рассеяния или поглощения) и величина $\Lambda = k_p / (k_p + k_n)$ – вероятность выживания фотона (или альbedo однократного рассеяния). Ослабление оптических волн дисперсной средой в целом полностью характеризуется парой характеристик, но, подчеркнем, только в случае изотропных рассеивающих частиц. Если дисперсная среда оптически активна или анизотропна, тогда ослабление оптических волн в ней описывается большим количеством энергетических характеристик.

В общем случае (при учете поляризационных эффектов в анизотропной среде) вместо уравнения (6.25) для интенсивности следует использовать аналогичное уравнение для изменения параметров Стокса. При прохождении оптическим пучком элемента пути dl в среде в этом случае имеем

$$dS_i = - \sum_j k_{ij} S_j dl. \quad (6.27)$$

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

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

$$x(\gamma) = N \int_0^\infty f_{11}(r, \gamma) f(r) dr. \quad (6.28)$$

При учете поляризационных эффектов для системы частиц вместо третьей характеристики – индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$ – необходимо ввести матрицу рассеяния, все 16 компонент которой определяются через соответствующие компоненты для отдельных частиц аналогично (6.28). В общем случае все 16 компонент матрицы рассеяния являются независимыми. Однако роль различных компонент матрицы в описании оптических свойств среды неравнозначна. Так, в случае туманов и облаков, пренебрегая малозначительным влиянием несферичности капелек, можно ограничиться всего четырьмя независимыми компонентами матрицы рассеяния и коэффициентами рассеяния и ослабления, шестью

независимыми оптическими характеристиками. Часто рассеивающий объем оказывается изотропным в результате хаотического распределения анизотропных частиц по ориентациям. В этом случае для описания свойств среды также можно ограничиться меньшим числом оптических характеристик.

Условия, при которых сохраняются закономерности рассеяния независимыми частицами, определяются требованием малой концентрации рассеивателей. Отклонения от закономерностей рассеяния независимыми частицами обнаруживаются для малых рассеивателей ($\rho = 2\pi r/\lambda \leq 10$) при расстояниях между ними 4–6 r и менее, а для больших рассеивателей ($\rho > 10$) при 10 r и менее (r – радиус рассеивателей).

6.4. Уравнения переноса излучения

Впервые уравнение переноса излучения было сформулировано Хвольсоном в 70-х годах XIX столетия, а в более строгой математической форме Шустером (1903 г.) и Шварцшильдом (1906 г.). В последующем решение уравнений переноса становится самостоятельным разделом математической физики.

Феноменологический вывод уравнения переноса излучения основан на записи баланса энергии.

Рассмотрим рассеивающую среду, которая падающие оптические волны поглощает с объемным коэффициентом поглощения (экстинкции) k_v , а излучает с коэффициентом излучения b_v . Через перпендикулярную направлению распространения площадку dS внутри телесного угла $d\Omega$ в течение времени dt проходит количество оптической энергии $I_v dS d\Omega dv dt$. Количество поглощенной энергии на пути dz будет равно

$$k_v dz I_v dS d\Omega dv dt, \quad (6.29)$$

где k_v имеет размерность, обратную длине. Количество излученной энергии элементарным объемом dV внутри телесного угла $d\Omega$ в интервале частот от v до $v + dv$ в течение времени dt будет равно

$$b_v dV d\Omega dv dt. \quad (6.30)$$

Теперь рассмотрим элементарный объем в виде цилиндра, основание которого dS и длина dz . Входящая в этот цилиндр энергия, как было

подсчитано, равна $I_v dS d\Omega dv dt$. Интенсивность выходящего из цилиндра излучения обозначим через $I_v + dI_v$. Тогда количество выходящей из цилиндра энергии равно

$$(I_v + dI_v) dS d\Omega dv dt. \quad (6.31)$$

В соответствии с законом сохранения энергии и на основании (6.29), (6.30) и (6.31) уравнение для баланса энергии запишется как

$$\begin{aligned} & (I_v + dI_v) dS d\Omega dv dt = \\ & = I_v dS d\Omega dv dt - k_v dz I_v dS d\Omega dv dt + b_v dz dS d\Omega dv dt, \end{aligned} \quad (6.32)$$

где учтено, что $dV = dS dz$. После сокращения в обеих частях одинаковых сомножителей $dS d\Omega dv dt$ и перестановок получаем

$$\frac{dI_v}{dz} = -k_v I_v + b_v. \quad (6.33)$$

Уравнение (6.33) носит название уравнения переноса. Величину b_v часто называют функцией источников. Из (6.33) сразу видно, что если среда не излучает ($b_v = 0$), то ослабление интенсивности в среде описывается экспоненциальным законом (законом Бугера).

Определим слагаемое b_v в (6.33) для рассеивающей среды, излучение которой обусловлено как истинным излучением, так и вторичными (рассеянными) волнами. Для простоты рассеивающую среду будем считать изотропной (в том числе и вследствие хаотического распределения по ориентациям анизотропных частиц). В этом случае обозначим через k_p объемный коэффициент рассеяния, а через Λ — отношение $k_p / (k_p + \varepsilon)$. Здесь ε представляет собой сумму коэффициентов поглощения как среды, в которой находятся рассеиватели, так и самих рассеивателей. Угловое распределение излучения, рассеянного единицей объема в направлении γ относительно направления падающего излучения, характеризуется индикатрисой рассеяния $f(\gamma)$, которая удовлетворяет условию нормировки (6.22):

$$\oint_{4\pi} f(\gamma) \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \int_0^\pi f(\gamma) \sin \gamma d\gamma = 1. \quad (6.34)$$

Количество энергии, рассеянной единичным объемом в заданном направлении, определится просто умножением количества изъятого излучения объемом $k_n If(\gamma)d\omega'$ на долю рассеянной энергии $(\Lambda f(\gamma)d\omega/4\pi)$ и последующим интегрированием по всем направлениям, т.е. выражением

$$bd\omega = \Lambda\varepsilon \oint_{4\pi} If(\gamma)d\omega' + b_0 d\Omega, \quad (6.35)$$

где $bd\omega$ определяет слагаемое за счет истинного излучения.

Окончательно с учетом (6.35) получаем уравнение переноса монохроматического излучения для изотропных рассеивающих сред

$$\frac{dI(z, \mathbf{R}, t)}{dz} = -\varepsilon I + \frac{k_p}{4\pi} \oint_{4\pi} If(\gamma)d\Omega' + b_0, \quad (6.36)$$

где индексы ν опущены, как и в (6.35). Уточним, что для непоглощающей рассеивающей среды вместо ε в (6.36) следует записать коэффициент поглощения рассеивателями k_n , а слагаемое b_0 присутствует только в случае, если в среде имеются какие-либо источники неравновесного или теплового излучения, которыми может быть и сама среда.

Физический смысл всех членов в уравнении (6.36) достаточно прост. Левая часть представляет собой изменение интенсивности излучения в рассеивающей среде на длине элементарного пути dz . Первый член в правой части описывает уменьшение интенсивности I с коэффициентом пропорциональности ε и, как отмечалось в предыдущей главе, определяет когерентную часть поля излучения в рассеивающей среде (результат интерференции падающего и рассеянного полей). Именно эта часть излучения, часто называемая прямым излучением, несет информацию о входящем в среду оптическом пучке (об источнике излучения). Второй член в правой части описывает увеличение интенсивности за счет перерассеянного излучения и определяет некогерентную часть поля излучения. Эта часть излучения формирует фон рассеянного излучения, превышение которого над прямым излучением исключает видение источника излучения. Наконец, третий член в левой части (6.36) создает дополнительный фон либо от локальных (посторонних) источников, либо теми протяженными областями рассеивающей среды, которые являются источниками собственного излучения или фотолюминесценции.

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

$$dS_i(\mathbf{r})d\omega = \frac{1}{l^2} D_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) S_j^0(\mathbf{r}_0) dV d\Omega_0, \quad (6.37)$$

где l – расстояние точки наблюдения j до рассеивающего объема; $d\omega_0$ – телесный угол облучающего пучка; $d\Omega$ – телесный угол, под которым виден рассеивающий объем. Компоненты матрицы 4-го ранга D_{ij} характеризуют рассеивающие свойства элементарного объема. Эта матрица носит название матрицы рассеяния среды, а первая компонента D_{11} представляет собой коэффициент направленного рассеяния. Если ввести нормированную матрицу рассеяния для изотропной дисперсной среды (компоненты матрицы зависят только от угла между направлениями $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}_0$)

$$D_{ij}(\varphi) = \frac{k_p}{4\pi} f_{ij}(\varphi), \quad (6.38)$$

то компонента $f_{11}(\varphi)$ удовлетворяет условию нормировки (6.34) и является индикатрисой рассеяния.

Для параметра S_1 , описывающего интенсивность пучка, в соответствии с (6.36) и (6.37) следует записать

$$\frac{dS_1(\mathbf{r})}{dl} = -\varepsilon \sum_{j=1}^4 S_j(\mathbf{r}) + \frac{k_p}{4\pi\omega} \int S_j(\mathbf{r}') f_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\Omega d\Omega_0. \quad (6.39)$$

Так как все параметры Стокса S_j представляют собой интенсивности того же оптического пучка, только подвергнутого предварительному преобразованию при помощи оптических элементов (компенсаторов, анализаторов, пластинок $\lambda/4$, $\lambda/2$), то аналогичные соотношения можно записать для изменения всех параметров. Следовательно, индекс в левой части можно заменить на $i = 1, 2, 3, 4$.

В случае анизотропных рассеивающих сред вместо коэффициента экстинкции ε можно записать матрицу экстинкции ε_{ij} . Таким образом, в общем случае уравнение переноса излучения, учитывающее поляризацию последнего, приобретает вид

$$\frac{dS_i(\mathbf{r})}{dl} = \sum_{j=1}^4 \left\{ -\varepsilon_{ij} S_j(\mathbf{r}) + \frac{1}{4\pi} \int D_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') S_j(\mathbf{r}') d\Omega \right\}. \quad (6.40)$$

Учет собственного излучения среды сводится к добавлению в правой части соответствующих параметров Стокса для собственного излучения, отнесенных к единице объема.

Полученное выше уравнение переноса излучения с учетом поляризации является более строгим по сравнению с уравнением переноса для интенсивности, в котором опущены члены того же порядка, что и исследуемые.

Из общих физических соображений, связанных с переносом оптического излучения в природных средах, следует перспективность создания методов оптической диагностики атмосферы.

Если учесть нелинейные эффекты, сопровождающие перенос мощного оптического излучения, то уравнение переноса можно записать в виде

$$\frac{dI(z, \mathbf{R}, t)}{dz} = -\varepsilon(I, t)I + \frac{k_p(I, t)}{4\pi} \int I \cdot f(\gamma, I, t) d\omega + b_1 \quad (6.41)$$

с граничным условием $(I(z=0) = I_0)$ и уравнением связи $k_p = f(I, t)$

$$k_p(I, t) = \pi N_0 \int_0^\infty r^2 f(r, I, t) K(r, I, t) dr. \quad (6.42)$$

При учете геофизических факторов, например напряженности электрического поля E , проводимости среды $\sigma_{\text{пр}}$, плотности электрических зарядов ρ^e , уравнение переноса излучения запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{dI(z, \mathbf{R}, t)}{dz} = & -\varepsilon(I, t, E(I), \rho^e, \sigma_{\text{пр}}) + \frac{k_p(I, t, E(I), \rho^e, \sigma_{\text{пр}})}{4\pi} \times \\ & \times \int I \cdot x(\gamma, I, t, E(I), \rho^e, \sigma_{\text{пр}}) d\omega + b_2 \end{aligned} \quad (6.43)$$

с уравнениями связи $(k_p, \varepsilon) = f(E, t)$ и $(k_p, \varepsilon) = f(I, t)$.

Как видно из (6.41) и (6.42), исследования закономерностей взаимодействия мощного оптического излучения с атмосферой обеспечивают принципиальные физические основы для новых методов диагностики параметров среды и параметров лазерного пучка, то есть открываются перспективы для методов диагностики на основе новых физических принципов.

Решение интегродифференциальных уравнений переноса излучения представляет сложную математическую задачу. Полученные к настоящему времени решения ограничены простыми частными случаями. При этом с самого начала основные результаты по теории переноса излучения были получены путем численных расчетов. Этот путь решения уравнений переноса остается, по-видимому, основным и в настоящее время.

Глава 7

ЭЛЕКТРОФИЗИКА ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ

7.1. Двойной электрический слой

В случае непроводящей дисперсной системы важнейшим электрофизическим свойством частицы является ее диэлектрическая проницаемость. Однако в подавляющем большинстве случаев дисперсная среда обладает ионной проводимостью, избыток которой на поверхности частицы или вблизи в значительной степени определяет ее поведение во внешнем электрическом поле.

Система заряд частицы – компенсирующий его заряд ионов противоположного знака вблизи поверхности частицы называется двойным электрическим слоем (ДЭС).

Возникновение двойного электрического слоя на межфазных поверхностях, как и адсорбция (поглощение вещества из газообразной среды поверхностным слоем жидкости или твердого тела), является результатом взаимодействия соприкасающихся фаз благодаря избыточной поверхностной энергии. Стремление гетерогенной системы к уменьшению поверхностной энергии вызывает определенное ориентирование полярных молекул, ионов и электронов в поверхностном слое, вследствие чего соприкасающиеся фазы приобретают заряды противоположного знака, но равной величины.

Различают три возможных механизма образования двойного электрического слоя. Он может образовываться в результате перехода ионов или электронов из одной фазы в другую (поверхностная ионизация). Согласно второму механизму, образование двойного электрического слоя происходит благодаря адсорбции примесей (то есть ионов веществ, не образующих фазы). Если межфазная поверхность образована веществами, не способными обмениваться зарядами, то двойной электрический слой может образовываться благодаря ориентированию полярных молекул сопряженных фаз в результате их взаимодействия. В этом состоит третий механизм.

Наличие двойного электрического слоя обуславливает все электрические свойства и явления на межфазных поверхностях. Количественные связи между параметрами двойного электрического слоя зависят от его строения. Представления о строении двойного электрического слоя за столетнюю историю их развития претерпели существенные изменения. Первые предположения об его образовании были сделаны Квинке. Строение двойного электрического слоя впервые было представлено Гельмгольцем и Перреном по аналогии со строением плоского конденсатора. Предполагалось, что, как и в плоском конденсаторе, на границе соприкасающихся фаз заряды располагаются в виде двух рядов разноименных ионов. Толщина слоя δ считалась близкой к молекулярным размерам. Потенциал слоя снижается на этом расстоянии линейно до нуля. Поверхностный заряд q_s определяется в соответствии с теорией плоского конденсатора

$$q_s = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\delta} \varphi_0, \quad (7.1)$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость; ε_0 – электрическая постоянная равная $8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; $C = dq/d\varphi$ – емкость слоя.

Вполне естественно предположить, что подобное строение двойного слоя возможно при отсутствии теплового движения ионов. В реальных же условиях распределение зарядов на границе раздела фаз в первом приближении определяется соотношением сил электростатического притяжения ионов, зависящего от электрического потенциала φ_0 , и теплового движения ионов, стремящихся равномерно распределиться во всем объеме жидкой и газообразной фазы. К такому выводу независимо друг от друга пришли Гуи и Чепмен. Они предположили, что двойной электрический слой имеет размытое (диффузное) строение и все противоions находятся в диффузной его части – в диффузном слое. Поскольку протяженность диффузного слоя определяется кинетической энергией ионов, то в области температур, близких к абсолютному нулю, все противоions будут находиться в непосредственной близости к потенциалоопределяющим ионам.

Современная теория строения двойного электрического слоя основана на представлениях Штерна. Она объединяет две предыдущие теории. Согласно современной теории, слой противоions состоит из двух частей (рис. 7.1). Одна часть находится в непосредственной близости к

межфазной поверхности и образует слой Гельмгольца (адсорбционный слой) толщиной δ , равной диаметру ионов. Другая часть противоионов находится за слоем Гельмгольца в диффузной части (диффузный слой) Гуи с потенциалом Штерна (φ_δ) толщиной λ , которая может быть значительной и зависит от свойств и состава системы. Потенциал в диффузной части двойного электрического слоя не может зависеть линейно от расстояния, так как ионы в нем распределены неравномерно. В соответствии с принятыми представлениями потенциал в слое Гельмгольца при увеличении расстояния от слоя потенциалоопределяющих ионов снижается до потенциала диффузного слоя линейно, а затем по экспоненте.

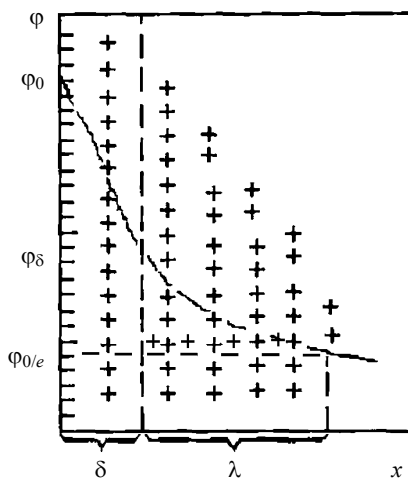


Рис. 7.1. Двойной электрический слой и изменение в нем потенциала

Теория Штерна учитывает также специфическую (некулоновскую) адсорбцию на поверхности раздела фаз, которая существенным образом влияет на изменение потенциала.

Из рис. 7.1 видно, что плотность поверхностного заряда противоионов можно разделить на две части: плотность заряда q_Γ , обусловленного моноионным слоем, представляющим собой слой Гельмгольца (внешний слой), и плотность заряда диффузного слоя (внутренний слой). Общая плотность заряда плотного и диффузного слоев

$$q = q_{\Gamma} + q_{\delta},$$

$$q_{\Gamma} = \frac{q_{\infty}}{1 + (1/x_0) \exp\left(-\frac{W_x + \Phi}{RT}\right)}, \quad (7.2)$$

$$q_{\delta} = \sqrt{\frac{2F^2 I}{\varepsilon_a \varepsilon^* RT}} \varepsilon_a \varphi_{\delta},$$

где ε_a – абсолютная диэлектрическая проницаемость; ε_0 – электрическая постоянная равная $8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; R – универсальная газовая постоянная; $W_x = zF\varphi$ – отражает работу, необходимую для перемещения ионов из объема среды на расстояние x от границы раздела фаз – электростатический адсорбционный потенциал; φ – потенциал расстояния x , который в граничных условиях изменяется от $\varphi_x = \varphi_{\delta}$ (потенциал диффузного слоя) при $x = \delta$ до $\varphi_x = 0$ при $x = \infty$; F – число Фарадея (96540 Кл); $z_{\pm}$ – заряд ионов; q_{∞} – предельно возможная плотность поверхностного заряда для данных противоионов в плотном слое Гельмгольца; x_0 – мольная доля противоионов в среде; $I = \frac{1}{2} \sum C_{0i} z_i^2$ – ионная сила среды, C_{0i} – концентрация ионов; Φ – потенциал специфической адсорбции, обусловленной действием ковалентных сил дополнительно к электростатическим силам.

Поверхностный заряд и монослой адсорбированных противоионов образуют молекулярный конденсатор. Заряд поверхности компенсируется суммой зарядов молекулярного конденсатора и внешнего диффузного слоя, а полное падение потенциала φ_0 складывается из падения потенциала в диффузной части и разности потенциалов между обкладками молекулярного конденсатора.

Дисперсные системы гетерогенны или многофазны, что и указывает на наличие межфазной поверхности.

Аэродисперсные системы или аэрозоли состоят из двух фаз. Одна из них является сплошной и называется дисперсионной средой. Другая фаза представляет взвесь в газе жидких или твердых частиц; ее называют дисперсной фазой.

При относительном перемещении фаз независимо от причин, его вызвавшим, происходит разрыв двойного электрического слоя по плоскости скольжения. Разрыв двойного слоя может произойти даже вследствие молекулярно-кинетического движения в системе, например броуновского движения частиц дисперсной фазы. Плоскость скольжения обычно проходит по диффузному слою, и часть его ионов остается в дисперсионной среде. В результате **дисперсионная среда и дисперсная фаза** оказываются противоположно заряженными. Потенциал, возникающий на плоскости скольжения при отрыве части диффузного слоя, называется **электрокинетическим потенциалом** или ζ (дзета)-потенциалом. Плоскость скольжения может находиться на разном расстоянии от межфазной поверхности. Это расстояние зависит от скорости движения границы фаз (локализация границы скольжения до сих пор не ясна), вязкости среды, природы фаз и других факторов. Соответственно от всех факторов зависит и значение электрокинетического потенциала.

В общем случае ζ -потенциал всегда меньше потенциала диффузного слоя ϕ_δ , и это различие тем больше, чем меньше протяженность диффузной части двойного электрического слоя, то есть его толщина λ . Таким образом, все факторы, влияющие на толщину диффузного слоя, изменяют значение ζ -потенциала.

Электрофизические свойства частиц в настоящее время хорошо изучены в коллоидных системах, в которых в качестве дисперсионной фазы являются твердые и жидкие системы, капиллярные и пористые тела и т.п. В аэродисперсных средах электрофизические свойства частиц имеют свои особенности.

Одним из основных источников информации о двойном слое дисперсных частиц являются электрокинетические явления (электрофорез – направленное движение частиц под действием электрического поля, электроосмос – движение жидкости через капилляры или пористые диафрагмы под действием внешнего электрического поля и им обратные процессы: потенциал течения, седиментационный потенциал). На основе электрокинетических измерений можно рассчитать электрокинетический потенциал, который отождествляют с перепадом потенциала по диффузной части двойного электрического слоя.

Это отождествление произвольно, поэтому вполне естественно, что для получения количественной информации о двойном слое необходи-

мы дополнительные измерения других характеристик, например удельной поверхностной проводимости. Под влиянием тангенциальной составляющей внешнего поля ионы двойного электрического слоя частицы перемещаются вдоль ее поверхности, т.е. появляется поверхностный ток, плотность которого пропорциональна локальному значению тангенциальной составляющей поля. Коэффициент пропорциональности называют удельной поверхностной проводимостью, подобно тому, как удельной объемной проводимостью называют коэффициент пропорциональности между плотностью объемного тока и напряженностью поля.

Чем больше плотность тока зарядов в двойном электрическом слое, тем больше удельная поверхностная проводимость. Знание удельной поверхностной проводимости является независимым источником информации о поверхностном заряде.

Однако непосредственно измерить удельную поверхностную проводимость невозможно, даже если определять электропроводность аэрозольной среды в зависимости от концентрации частиц, вклад которых в проводимость обусловлен поверхностной проводимостью. Строгая теоретическая интерпретация измерений должна основываться на рассмотрении индуцированного момента частиц. Он должен быть связан с удельной поверхностной проводимостью.

Индукцированный дипольный момент дисперсной частицы – новая и пока не достаточно исследованная экспериментально электроповерхностная характеристика частиц.

7.2. Индуцированный дипольный момент коллоидной частицы

Первоначально идея индуцированного дипольного момента ассоциировалась только с процессами, протекающими в объемах частицы и прилегающей среды, так что в формулах для него фигурировала диэлектрическая проницаемость и объемная проводимость вещества частицы и дисперсионной среды. Теория электропроводности дисперсной среды с учетом индуцированного дипольного момента и поляризации двойного электрического слоя появилась недавно (в 1965–1975-е годы) и была разработана С.С. Духиным и С.П. Стоиловым.

Индукцированный дипольный момент частицы является основной характеристикой поверхностных слоев частицы, находящейся в электри-

ческом поле, поскольку с ним связаны процессы, приводящие к **возникновению анизотропии в дисперсной среде**. Поскольку этот момент наводится не слишком большим полем, он является линейной функцией поля:

$$d = \gamma E . \quad (7.3)$$

Здесь γ – поляризуемость частицы.

Если непроводящими являются и вещество частицы, и дисперсионная среда, индуцированный дипольный момент частицы обуславливается различием величин поляризуемости и соответственно диэлектрической проницаемости вещества частицы и среды, что приводит к выделению так называемых связанных зарядов на границе раздела фаз.

Вывод формул для индуцированного дипольного момента основывается, в этом случае, на его определении, связанном с упрощением пространственного распределения электрического потенциала на большом расстоянии от поляризованной частицы. Как известно, распределение потенциала диполя, ориентированного по оси $\theta = 0$ в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_a , имеет вид

$$\varphi = d_e \frac{\cos \theta}{r^2} . \quad (7.4)$$

Истинное значение дипольного момента в ϵ_a раз больше, чем d_e . Это связано с тем, что поле диполя, как и поле единичного заряда, убывает в диэлектрической среде в ϵ_a раз. Следовательно, d_e – это эффективный дипольный момент, в ϵ_a раз меньший истинного дипольного момента d :

$$d = d_e \epsilon_a . \quad (7.5)$$

При поляризации коллоидной частицы, даже если форма ее совершенно неправильна и поляризационные заряды распределены вдоль ее поверхности очень сложным образом, на большом расстоянии распределение потенциала все равно имеет вид (7.4). Поэтому любое сложное пространственное распределение зарядов на поверхности поляризованной частицы можно сопоставить с диполем, определяемым из условия, что на больших расстояниях он порождает такое же поле, как и частица.

Таким образом, общий метод расчета индуцированного дипольного момента частицы состоит в нахождении асимптотики распределения потенциала на больших расстояниях от нее.

В простейших ситуациях оказывается, что выражение (7.4) описывает пространственное распределение потенциала на любых расстояни-

ях от поверхности частицы. Это происходит, например, при поляризации диэлектрической сферы в непроводящей среде. В случае отсутствия объемных зарядов распределение потенциала внутри и снаружи эллипсоида удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta\varphi = 0$. Граничными условиями на поверхности являются отсутствие скачка потенциала при переходе через нее и равенство потоков индукции по обе стороны поверхности.

Решение задачи о шаре и эллипсоиде (нахождение потенциала, распределение зарядов, индуцированного дипольного момента) в различных условиях можно найти в [24]. В случае сферы для дипольного момента получается выражение

$$d_e = \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_a}{2\varepsilon_a + \varepsilon_i} r^3 E. \quad (7.6)$$

Если эллипсоид ориентирован осью x по направлению поля, его эффективный дипольный момент также направлен по оси x и выражается формулой

$$d_{\parallel} = \gamma_{\parallel} E_{\parallel}, \quad (7.7)$$

где ε_i – диэлектрическая проницаемость частицы; V – объем эллипсоида; A_x – фактор деполяризации вдоль оси, характеризующий стремление индуцированной поляризации внутри эллипсоида уменьшить приложенное поле и определяющийся соотношением $E_x = E_{0x} - A_x d_{ex}$ (E_{0x} – внешнее поле).

В случае, когда частицы проводят ток, а дисперсионная среда не обладает проводимостью, возникающий в пределах частиц в момент включения поля ток по истечении некоторого времени затухает и при стационарном режиме отсутствует. Происходит это следующим образом. В течение малого временного интервала после приложения поля положительные ионы в частице движутся по полю, отрицательные – в противоположном направлении и задерживаются у поверхности (см. рис. 7.2, а). В результате накопления ионов противоположного знака по противоположным частям поверхности частицы эта поверхность поляризуется. Подобный механизм поляризации называют миграционным. В процессе миграционной поляризации возрастает электрическое поле поляризационного заряда, направленное навстречу приложенному. Такой рост за-

вершается, когда внешнее поле полностью компенсируется полем поляризационного заряда. Поэтому поле и ток в проводящей частице в статическом режиме отсутствует.

В случае непроводящей дисперсной частицы поле внутри нее тем меньше, чем выше ее диэлектрическая проницаемость. Полное исчезновение статического поля, наблюдающееся в проводниках, в частицах идеального диэлектрика возможно лишь при бесконечно большой диэлектрической проницаемости. Таким образом, поляризацию проводящей частицы в непроводящей среде можно описывать как поляризацию непроводящей частицы с бесконечной диэлектрической проницаемостью, т.е. на основе уравнения (7.6), полагая в нем $\varepsilon_i / \varepsilon_a \rightarrow \infty$. При такой подстановке обнаруживается, что эффективный индуцированный дипольный момент вообще не зависит от диэлектрической проницаемости частицы и среды.

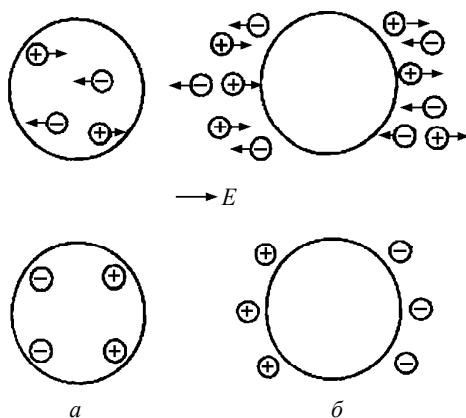


Рис. 7.2. Механизм формирования индуцированного дипольного момента проводящей частицы в непроводящей среде (а), ориентация диполя по полю и непроводящей частицы в проводящей среде (б), ориентация диполя против поля

Рассмотрим теперь случай, когда среда проводит ток, а частица — диэлектрик. Здесь, подобно рассмотренному выше случаю, формирование дипольного момента осуществляется за счет миграционной поляризации, но теперь ток возникает в среде, окружающей частицу. Стационарное распределение зарядов соответствует условию компенсации нор-

мальной составляющей внешнего поля у поверхности полем выделившихся на ней зарядов (рис. 7.2, б).

Аналогия проводимости и диэлектрической проницаемости существует и в этом случае: индуцированный дипольный момент незаряженной частицы в проводящей среде выражается формулой, следующей из (7.7) при $\varepsilon_i / \varepsilon_a \rightarrow \infty$:

$$d_e = \frac{V}{4\pi(A_x - 1)} E. \quad (7.8)$$

Существует и более широкая аналогия процессов поляризации в непроводящих и проводящих средах, основанная на том, что в обоих случаях справедливо определение дипольного момента (7.4), а граничные условия одинаковы. В первом случае это условие непрерывности индукции, а в случае проводящих сред – условие равенства нормальных составляющих тока по обе стороны раздела:

$$\begin{aligned} \varepsilon_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial n} &= \varepsilon_a \frac{\partial \varphi}{\partial n}, \\ \lambda_{ri} \frac{\partial \varphi_i}{\partial n} \Big|_S &= \lambda_r \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_S, \end{aligned} \quad (7.9)$$

где λ_r – удельная электропроводность в объеме среды. Граничные условия (7.9) становятся идентичными, если выполняется условие

$$\varepsilon_i / \varepsilon_a = \lambda_{ri} / \lambda_r. \quad (7.10)$$

Отсюда следует, что выражение для индуцированного дипольного момента проводящего эллипсоида в проводящей среде может быть получено заменой (7.10) в (7.7):

$$d_e = \frac{1}{4\pi} \frac{(\lambda_{ri} / \lambda_r - 1)V}{1 + (\lambda_{ri} / \lambda_r - 1)A_x} E. \quad (7.11)$$

Как видно из рис. 7.2, индуцированный дипольный момент проводящей частицы в непроводящей среде ориентирован по полю. Когда частица непроводящая, а среда проводящая, индуцированный дипольный момент ориентирован против поля. Этот вывод можно обобщить исходя из (7.11). Индуцированный дипольный момент ориентирован по полю, если $\lambda_i > \lambda_r$, и против поля, если $\lambda_i < \lambda_r$.

Вопрос о связи индуцированного дипольного момента частицы и удельной поверхностной проводимости более сложен. Эта задача решена в [26] для случая сферической частицы и для минимального радиуса кривизны поверхности, существенно превышающего толщину двойного электрического слоя. Выражение для дипольного момента в этом случае имеет следующий вид:

$$d = d_0 + d_p = r^3 E \left(-\frac{1}{2} + \frac{3}{2} \frac{s / \lambda_r r}{1 + s / \lambda_r r} \right) \varepsilon, \quad (7.12)$$

где d_0 и d_p – беззарядовая и зарядовая компоненты; r – размер частицы; s – удельная поверхностная проводимость.

7.3. Особенности электрических свойств аэрозолей

Электрические свойства частиц с газообразной дисперсионной средой значительно отличаются от электрических свойств этих частиц в системах с водной средой (гидрозоли). Это связано, главным образом, с большим различием диэлектрических свойств и плотностей жидких и газообразных сред. Электрические свойства гидрозолей и суспензий находятся в равновесии с остальными свойствами системы. Как правило, такое равновесие устанавливается очень быстро, и частицы одной природы приобретают один и тот же равновесный электрический потенциал, характерный для данной межфазной границы, и одинаковое состояние двойных электрических слоев.

Несмотря на то, что электролитическая диссоциация в газовой среде практически отсутствует, частицы в аэрозолях тем не менее имеют электрические заряды. Они их приобретают при столкновении друг с другом или с подстилающей поверхностью, а также при адсорбции газовых ионов, образующихся при ионизации газа космическими, ультрафиолетовыми, рентгеновскими радиоактивными лучами.

Разберем в качестве примера физику процесса зарядки аэрозольных частиц аэроионами, после чего образуются тяжелые ионы.

В определенных условиях частицы заряжаются так, что приобретаемая ими электрическая подвижность определяется линейным размером, например радиусом. Это так называемая функциональная зарядка. В силу стохастического характера процесса зарядки функциональная зарядка реализуется только приближенно. Тогда функцией радиуса оказыва-

ется среднее значение подвижности частиц фиксированного радиуса. Ионы попадают на аэрозольную частицу, находящуюся в ионизированном газе, за счет их теплового движения и движения их по силовым линиям электрического поля, пересекающим частицу. В случае преобладания одного из этих механизмов процесс зарядки называется диффузным (слабое поле) или ударным (сильное поле). Заряд, приобретаемый частицей определенного радиуса за какое-то время, определяется проводимостью воздуха и напряженностью электрического поля в месте расположения частицы. В случае прохождения частицы через зону зарядки, когда проводимость и напряженность поля не постоянны на траектории частицы, вводится понятие средней напряженности поля $\bar{E}$, а действие проводимости описывается через параметр зарядки

$$\alpha_z = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{t_3} \lambda_{\text{пр}} dt.$$

Общая теория зарядки частиц легкими аэроионами описана в [21].

Электрическое равновесие в аэрозолях устанавливается очень медленно. Поэтому распределение зарядов между частицами является чисто случайным. Частицы одной природы и одинакового размера могут иметь разные заряды, отличающиеся даже по знаку. В обычных условиях газовых ионов очень мало и поэтому частицы аэрозоля сталкиваются с ними редко (одно столкновение за период от нескольких секунд до нескольких минут). При столкновении нейтральная частица может получить заряд, а у заряженной частицы может он увеличиться, уменьшиться или нейтрализоваться. Таким образом, заряд частицы постоянно изменяется.

При отсутствии **специфической адсорбции** на поверхности частиц аэрозолей (неодинаковая адсорбируемость положительных и отрицательных ионов) величины их зарядов будут колебаться около среднего нейтрального значения, так как вероятности встречи с положительными и отрицательными ионами одинаковы. Таким образом, электрические свойства частиц аэрозолей отражают молекулярно-кинетическое движение ионов, частиц, и их можно охарактеризовать с помощью статистических законов. Например, вероятность приобретения частицей какого-либо заряда определяется выражением Эйнштейна для вероятности флуктуаций

$$W \sim \exp(-A/kT), \quad (7.13)$$

где A — работа, необходимая для осуществления соответствующей

флуктуации; $k = R/Na$ – универсальная газовая постоянная, отнесенная к одной молекуле газа.

Эксперименты и расчеты показывают, что заряды частиц аэрозолей при отсутствии специфической адсорбции очень малы и обычно превышают элементарный электрический заряд не более чем в 10 раз.

Неодинаковая адсорбция противоположно заряженных ионов на частицах аэрозолей значительно осложняет оценку зарядов частиц. Она характерна для частиц, имеющих химическое сродство к газовым ионам, или для систем, в которых межфазный потенциал возникает еще при их образовании. Электрический потенциал на межфазной границе может возникнуть при условии резко выраженного различия полярных свойств среды и дисперсной фазы. Примером могут служить аэрозоли воды или снега. Капли воды обнаруживают большое сродство к отрицательным ионам, чем к положительным. Это объясняется следующим образом.

Вода представляет собой полярное вещество, т.е. состоит из дипольных молекул. Опыт показывает, что в поверхностном слое воды эти молекулы взаимно ориентируются таким образом, что их отрицательные концы оказываются направленными наружу, а положительные – внутрь (рис. 7.3).

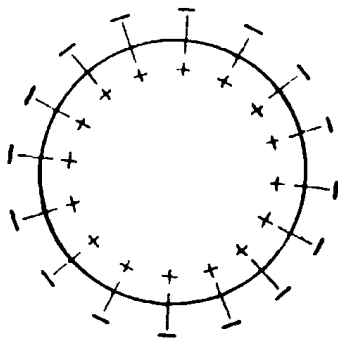


Рис. 7.3. Ориентация молекул на поверхности водяной капли

Ориентация молекул воды на поверхности частиц обуславливает электрический потенциал около 0,25 В и их положительный заряд [30]. При этом потенциал внутри воды оказывается больше, чем снаружи, на эту величину, что и указывает на то, что отрицательные концы поверх-

ностных молекул направлены наружу, а положительные – внутрь. Обозначим среднее значение дипольного момента на внутреннюю нормаль к поверхности через $\bar{p}$, а число их на единицу поверхности – через n' . Для скачка потенциала (электрокинетический потенциал) получается выражение

$$\zeta = 4\pi n' \bar{p} \quad (7.14)$$

или

$$\zeta = 4\pi n \delta \bar{p}, \quad (7.15)$$

где n – число молекул воды в единице объема, а δ – толщина поверхностного слоя (δ^3 – объем, приходящийся на одну молекулу, т.е. равный $1/n$). Полагая $n \approx 3 \cdot 10^{22}$ и $\bar{p} = 0,1 \cdot 10^{-18}$, получаем $\zeta = 1,2 \cdot 10^{-3}$ CGSE $\approx 0,3$ В, т.е. цифру правильного порядка величины.

Не углубляясь в развитие теории этого вопроса, можно заключить, что при захвате капелькой воды из воздуха отрицательного иона (например, O_2^-) необходимо на $2e\zeta$ меньше энергии, чем при захвате положительного. Поэтому вполне естественно, что капельки воды захватывают – если не исключительно, то преимущественно – именно отрицательные ионы. Этот захват продолжается до тех пор, пока скачок потенциала не компенсируется потенциалом отрицательного заряда q , приобретаемого каплей, т.е. пока $q/r = \zeta$, или

$$q = \zeta r. \quad (7.16)$$

Этот процесс электризации частиц аэрозоля называется захватом ими ионов из атмосферы. Захват ионов может быть адсорбционным и диффузионным.

Химическое сродство частиц к ионам и возникший потенциал на межфазной границе приводят к тому, что частицы аэрозоля неодинаково адсорбируют противоположно заряженные ионы и средний их заряд в системе отличен от нуля.

Обозначим энергию, выделяющуюся при адсорбции данными частицами положительного иона, через u_1 , а отрицательного – через u_2 . Разность $u_1 - u_2$ может частично обуславливаться наличием определенной ориентации поверхностных молекул, а также и другими факторами, характеризующими взаимодействие ионов с молекулами, из которых состоят рассматриваемые частицы.

Если энергии u_1 и u_2 не равны друг другу, то на поверхности этих частиц адсорбируются преимущественно ионы одного знака, именно того, которому соответствует большее значение u_i . Таким образом, эти частицы оказываются заряженными. В результате в окружающей их среде, т.е. в ионизированном воздухе, появляется избыток свободных ионов противоположного знака.

Электрический заряд на частице может возникнуть вследствие разрядки ионов на их поверхности. До сих пор мы рассматривали ионы воздуха как обыкновенные частицы, свойства которых остаются неизменными при их захвате.

В действительности, однако, этими ионами являются заряженные молекулы воздуха, которые, падая на поверхность посторонней частицы (в частности, водяной капли), могут лишаться своего основного свойства, а именно электрического заряда, отдавая последний самой частице и отделяясь при этом от нее. В том случае, если частица захватывает как отрицательные, так и положительные ионы, отдаваемые этими ионами заряды могут взаимно нейтрализоваться, так что разрядка их на рассматриваемых частицах в среднем никакого эффекта не дает. Однако при неодинаковой концентрации и подвижности ионов, а также неодинаковой энергии их адсорбции частица в стационарном состоянии приобретает некоторый заряд q , поле которого, ускоряя одни атомы и замедляя другие, обеспечивает компенсацию электрических токов, обусловленных ионами обоих сортов. Движение ионов к частице в этом случае происходит под влиянием диффузии и электрического поля.

Электризация частиц может возникнуть и в процессе диспергирования (баллоэлектризации) полярных веществ, когда частицы, отрываясь, захватывают заряд с поверхности макротела. То есть электризация не связана с ионизацией воздуха.

Отделение частицы от макротела имеет место при разбрызгивании. Процесс дробления также может происходить при падении в воздухе слишком крупных капель, от которых отрываются мелкие брызги.

Разделение электрических зарядов (заряженных частиц) противоположного знака в атмосфере осуществляется в два этапа. Первый – предварительный – этап заключается в микроразделении их, т.е. в удалении их друг от друга на микроскопические расстояния. Если при этом частицы вещества, с которыми связаны положительные заряды, существенно отличны по своим размерам и массе от частиц, с которыми связаны отрицательные заряды, то под влиянием силы тяжести эти частицы

отделяются друг от друга на значительные расстояния, обуславливая **макрополяризацию** аэрозольного образования и вызывая электрическое поле значительной величины. Необходимым условием постоянства этой поляризации во времени (т.е. для стационарности соответствующего электрического поля) является существование восходящих потоков воздуха, способных поддерживать частицы того и другого сорта во взвешенном состоянии.

Электрическое поле E , возникающее при падении, например, водяных капель, заряд которых пропорционален первой степени их линейных размеров (7.16), в стационарных условиях может быть вычислено следующим образом.

При седиментации устанавливается стационарное состояние, когда плотность конвективного тока j' , обусловленного переносом зарядов падающими каплями, компенсируется током проводимости в газе, идущим в противоположном направлении плотностью j'' (обусловленным возникающим градиентом потенциала), т.е.

$$j' = j'' . \quad (7.17)$$

Плотность конвекционного тока равна произведению заряда каждой капли на число их в единице объема N и на скорость падения относительно воздуха v :

$$j' = gNv . \quad (7.18)$$

Плотность тока проводимости рассчитывается по соотношению

$$j'' = \lambda E , \quad (7.19)$$

где λ – удельная электропроводность аэрозольной среды.

Без учета силы тяжести частица, двигаясь вдоль электрического поля, приобретает постоянную скорость движения v . При этом электрическая сила qE , создаваемая полем, направлена вверх, т.е. против силы тяжести, и будет равна силе трения:

$$Eq = Bv , \quad (7.20)$$

где B – коэффициент трения.

Согласно формуле Стокса, скорость движения отдельной капли равна

$$v = \frac{mg - Eq}{6\pi\eta r} , \quad (7.21)$$

где m – масса капли, а η – коэффициент вязкости воздуха.

Заменяя m через $\frac{4}{3}\pi r^3 \rho$, где ρ – плотность капли, с учетом (7.16) получаем

$$v = \frac{\frac{4}{3}\pi r^2 \rho g - \zeta E}{6\pi\eta}, \quad (7.22)$$

откуда следует

$$j' = N \frac{\frac{4}{3}\pi r^3 \rho \zeta - \zeta^2 r E}{6\pi\eta}. \quad (7.23)$$

Условие стационарности (7.17) приводит таким образом к соотношению

$$\lambda E = N \frac{\frac{4}{3}\pi r^3 \rho \zeta - \zeta^2 r E}{6\pi\eta}, \quad (7.24)$$

т.е.

$$E = \frac{\frac{4}{3}\pi N r^3 \rho g \zeta}{6\pi\eta\lambda + \zeta^2 r}. \quad (7.25)$$

Радиус облачных частиц (т.е. капель, образующих основную массу облака), составляет обычно около 10 мкм, т.е. 10^{-3} см. Подставляя это значение в знаменатель формулы (7.25), мы видим, что второй член имеет порядок 10^{-9} , поскольку ζ -потенциал для воды равен 0,25 В (10^{-3} CGSE), тогда как первый член на два порядка больше (при $\lambda = 4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\eta = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$).

При таких условиях формула (7.25) упрощается, сводясь к

$$E = \frac{Mg\zeta}{6\pi\eta\lambda}, \quad (7.26)$$

где $M = N \frac{4}{3}\pi r^3 \rho$ – водность облака, т.е. общая масса образующих его частиц в кубическом сантиметре. Таким образом, электрическое поле внутри облака определяется водностью, **независимо от размеров образующих его капель.**

Уравнение (7.26) позволяет оценить напряженность электрического поля, если известен электрический потенциал на границе капли с воздухом. Принимая $\zeta = 0,25$ В, $M = 10^{-3}$ кг/м³, получим $E \approx 200$ В/см, что по порядку близко к наблюдаемому. Расчет сильно осложняется для реальных условий, когда седиментация может усиливаться конвекцией, вызываемой ветром или нисходящими потоками воздуха. Напряженность в этом случае достигает таких значений ($E > 300$ В/см), которые приводят к грозovým явлениям.

7.4. Электроориентационный эффект для частиц

Если частицы имеют неправильную форму, то под влиянием электрического поля (E_n) происходит ориентация частиц в результате вращения ее возникшим моментом сил. Переориентация частиц в среде приводит к изменению рассеивающих свойств системы.

В реальных условиях для стационарного случая электроориентационный эффект зависит от распределения частиц с ориентацией $\Omega(\theta)$:

$$n(\theta)d\Omega = Ae^{-\Delta U/kT} \sin\theta d\theta d\varphi, \quad (7.27)$$

где $\Delta U = \frac{1}{2}|\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}|\sin^2\theta E_n^2$, а коэффициент A находится из условия нормировки

$$N = A \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} e^{-\Delta U/kT} \sin\theta d\theta, \quad (7.28)$$

где N – общее число частиц в единице объема; k – постоянная Больцмана; $\alpha_{\perp, \parallel}$ – поляризуемость в поперечном и продольном направлениях оси частицы; θ – угол между направлением вектора напряженности электрического поля и оптической осью частицы; φ – азимутальный угол положения частицы. Сам же оптический электроориентационный эффект обычно характеризуется величиной

$$\alpha_0 = \frac{I_E - I_0}{I_0}, \quad (7.29)$$

где I_0 – интенсивность рассеянного излучения в отсутствие электрического поля, I_E – при наличии поля.

В качестве модели несферической частицы чаще всего рассматривают удлинненную частицу цилиндрической формы или эллипсоидальной. Пусть цилиндрическая частица ориентирована относительно внешнего поля таким образом, что с направлением поля ее длинная ось образует некоторый угол θ . Чтобы получить общее выражение для момента сил, вращающего частицу, удобно разложить внешнее поле на составляющие – параллельную $E_{\parallel}$ и перпендикулярную $E_{\perp}$ оси частицы (рис. 7.4). Под влиянием $E_{\parallel}$ частица приобретает продольный дипольный момент $d_{\parallel}$, который может быть параллелен и неперпенделен $E_{\parallel}$. Это относится и к поперечной компоненте дипольного момента $d_{\perp}$, возникающего под влиянием $E_{\perp}$.

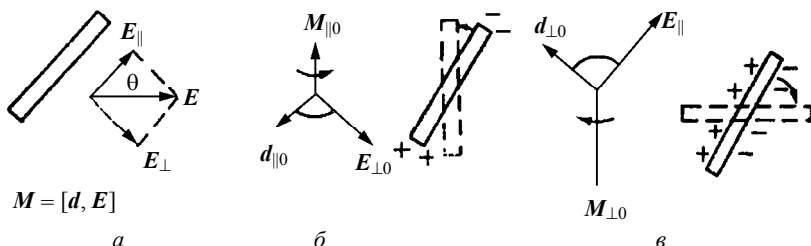


Рис. 7.4. Механизм поляризации незаряженной палочкообразной частицы: а – разложение вектора электрического поля на параллельную и перпендикулярную длинной оси частицы компоненты; б, в – распределение поляризационных зарядов и вращательный момент, обусловленные действием продольной (б) и поперечной (в) составляющих внешнего поля [26]

Фактически возникает два вращательных момента: под влиянием $E_{\perp}$ на $d_{\parallel}$ и $E_{\parallel}$ на $d_{\perp}$. Используя понятие векторного произведения, суммарный момент сил, приложенных к частице, можно представить в виде

$$M = [d_{\parallel} E_{\perp}] + [d_{\perp} E_{\parallel}]. \quad (7.30)$$

Выражая компоненты дипольных моментов соответственно через продольную и поперечную поляризуемости

$$d_{\parallel} = \gamma_{\parallel} E_{\parallel}, \quad d_{\perp} = \gamma_{\perp} E_{\perp}, \quad (7.31)$$

преобразуем (7.30) к удобному для рассмотрения виду:

$$\mathbf{M} = \gamma_{\parallel} [\mathbf{E}_{\parallel} \mathbf{E}_{\perp}] + \gamma_{\perp} [\mathbf{E}_{\perp} \mathbf{E}_{\parallel}] = [\mathbf{E}_{\parallel} \mathbf{E}_{\perp}] (\gamma_{\perp} - \gamma_{\parallel}). \quad (7.32)$$

В соответствии с определением векторного произведения направление его перпендикулярно плоскости, построенной на векторах $\mathbf{E}_{\perp}$ и $\mathbf{E}_{\parallel}$. То есть суммарный момент сил приводит к изменению угла θ . Момент сил обращается в нуль при $\mathbf{E}_{\perp} = 0$ или $\mathbf{E}_{\parallel} = 0$, следовательно, в результате вращения частица должна приобрести ориентацию либо параллельную, либо перпендикулярную внешнему полю. Различными методами для моделей как цилиндрической, так и эллипсоидальной частиц показано, что устойчивое состояние соответствует ориентации длинной оси частицы по полю.

Существенным ограничением в теории индуцированного дипольного и вращательного моментов является условие малости толщины двойного электрического слоя по сравнению с размерами частицы. Это условие существенно, так как поляризационные заряды выделяются в пределах диффузного слоя и, следовательно, момент сил приложен не к самой частице, а к поляризационным зарядам диффузного слоя. Только при относительно малой толщине диффузного слоя этот момент сил переносится на частицу без значительных изменений. В переменном поле вместе с изменением его направления изменяется и направление индуцированного момента, так что вращательный момент оказывается квадратичной функцией поля.

В общем случае ориентация поляризационной частицы связана не только с воздействием поля на избыточные поляризационные заряды, но и с изменением ζ -потенциала вдоль поверхности частицы при концентрационной поляризации двойного электрического слоя.

В подавляющем большинстве электрооптических исследований вопрос об ориентации частиц электрическим полем рассматривается настолько упрощенно, что неясно, в какой степени приводимые формулы соответствуют действительности. Сомнения в корректности общепринятой трактовки электроориентационного эффекта возникают в связи с неучетом существования двух компонент вращательного момента, связанных с продольной и поперечной составляющих поляризуемости; для коллоидных частиц с неучетом электроосмотической составляющей вращательного момента, появляющейся при изменении ζ -потенциала; с использованием распределения Больцмана для описания распределения

частиц по углам относительно направления внешнего поля, возникающего за счет вращательного броуновского движения. Дело в том, что при прохождении тока система не может рассматриваться как равновесная, что лишает основания применять распределение Больцмана. Однако вид найденного на основе методов термодинамики необратимых процессов распределения броуновских частиц в электрическом поле по направлениям оказался идентичным формуле Больцмана. Но при этом вместо поляризуемости, с помощью которой записывается энергия частицы в электрическом поле и которая фигурирует в показателе экспоненты в (7.27), следует записывать более сложный комплекс электроповерхностных характеристик частиц.

Таким образом, многочисленные выражения электрооптики дисперсных систем, которые описывают электроориентацию частиц на основе формулы Больцмана, сохраняют свое значение, при условии, что постоянный коэффициент в показателе экспоненты наполняется новым физическим содержанием, учитывающим зависимость от поверхностных свойств частицы.

7.5. Трансформация дисперсных систем в электрическом поле (агрегационные эффекты)

Эффекты, связанные с электроориентацией, проявляются не только для частиц неправильной или несферической формы. Они возникают и в случае, если частицы изометричны, но имеют анизотропию внутренней структуры или поверхностного слоя. Здесь также в зависимости от расположения частиц к падающему излучению характеристики рассеяния будут меняться. Подобная анизотропия в частице может быть и введенной внешним электрическим полем. Это видно на примере морского аэрозоля, состоящего из компонент с различной диэлектрической проницаемостью ϵ . При наложении внешнего электромагнитного или электростатического поля на частицы с равной ϵ будут действовать разные по величине пондеромоторные силы. В результате в среде происходит разделение составляющих. Это относится прежде всего к среде, которая является «внешней химической смесью», то есть различные химические соединения присутствуют здесь как отдельные частицы. Однако можно предположить действие механизма сепарации и для другого предельного случая, когда аэрозольная среда является «внутренней химической смесью». Тогда процесс сепарации будет происходить

внутри водносолевых частиц, вызывая анизотропию каждой такой частицы.

В зависимости от воздействующего поля и химического состава смеси, из которой генерируются частицы, изменяются физические характеристики частиц. В первую очередь это касается оптических постоянных веществ. Следовательно, при изменении поля должны изменяться и характеристики рассеяния. В [7] приведены результаты расчета диэлектрической проницаемости для аэродисперсных сред ($\epsilon_{\text{ср}}$), получаемых распылением раствора соли в воде, в котором основной компонентой является NaCl, и из чистого водного раствора. Результаты расчета применимы также для случая образования морских соленых частиц в результате лопающихся на поверхности пузырьков воздуха. Расчет проведен по формуле Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшица

$$\epsilon_{\text{ср}} = \epsilon_1 + Nf(\epsilon_1, \epsilon_2), \quad (7.33)$$

где ϵ_1 – диэлектрическая проницаемость дисперсионной среды; ϵ_2 – диэлектрическая проницаемость диспергированной фазы; N – объемная концентрация частиц; $f(\epsilon_1, \epsilon_2) = 3(\epsilon_2 - \epsilon_1) \cdot \epsilon_1 / \epsilon_2 + 2\epsilon_1$. Переменным параметром была выбрана объемная концентрация диспергированной фазы, находящейся во внешнем статическом поле ($E = \text{const}$) при $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 82$ и в электромагнитном поле оптической частоты $E_{\sim}$ при $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 1,72$. Расчетная формула справедлива для случая малых концентраций. Данные расчета приведены в табл. 7.1, из которой видно, что при совместном воздействии на аэрозольную среду статического поля и поля электромагнитной волны оптического диапазона происходит существенное изменение диэлектрической проницаемости и физических свойств среды, причем это изменение больше в плотных средах.

Таблица 7.1

$N \cdot 10^{-6}$	$\epsilon_{\text{ср}}(E_{\text{ст}})$		$\epsilon_{\text{ср}}(E_{\sim})$	
	Водный туман	Морской туман	Водный туман	Морской туман
5	1,0005504	1,0005504	1,0005390	1,0005391
10	1,0005649	1,0005648	1,0005421	1,0005422
100	1,0008256	1,0008249	1,0005972	1,0005984
500	1,0019831	1,0019805	1,008422	1,0008784

Индукцированный дипольный момент, приобретаемый частицами под действием электрического поля, обуславливает их взаимодействие на расстоянии, которое может в несколько раз превышать размеры частиц. Устойчивая ориентация индуцированных дипольных моментов, в отличие от постоянных моментов, может быть по отношению к внешнему полю как параллельной, так и непараллельной. При одинаковой ориентации моментов частицы притягиваются, если линия их центров параллельна полю, и отталкиваются, если она перпендикулярна.

Индукцированные дипольные моменты идентичных частиц ориентированы одинаково, так что возникающие при **электрокоагуляции** агрегаты имеют вид цепочек, направленных по полю. Анизотропный характер агрегатов сохраняется и в случае полидисперсной системы.

Сближение частиц под влиянием сил диполь-дипольного притяжения происходит до тех пор, пока на достаточно малом расстоянии силы притяжения не будут уравновешены силами отталкивания, возникающими при наложении диффузных частей двойного электрического слоя частиц. Этому расстоянию соответствует определенная энергия притяжения между частицами, которую называют **энергией электрокоагуляционной связи**. Если эта энергия превышает $\frac{3}{2}kT$, время существо-

вания агрегата до его распада под действием теплового движения достаточно велико. Среда находится в частично агрегированном состоянии и, следовательно, является анизотропной.

К изменению поляризационных характеристик оптического излучения приводит электрострикция кристаллов NaCl, так как в этом случае возникает анизотропия морского тумана. Оценим этот факт для электрических полей «хорошей погоды». Как известно, кристаллы NaCl представляют собой диэлектрик, имеющий кубическую кристаллическую решетку. Данная структура определяет изотропность оптических свойств NaCl. Однако при помещении во внешнее электрическое поле вследствие поляризации кристаллическая решетка деформируется. Центр симметрии кристаллической решетки исчезает, и частицы NaCl становятся анизотропными. Если вектор напряженности электрического поля направлен вдоль ребра куба кристаллической решетки, то продольные размеры ее увеличиваются, а поперечные – уменьшаются. Относительные изменения размеров можно записать как

$$\frac{a_{\parallel}}{a_0} = 1 + R_{1111}E_{\pi}^2, \quad \frac{a_{\perp}}{a_0} = 1 + R_{1122}E_{\pi}^2, \quad (7.34)$$

где a_0 , $a_{\parallel}$, $a_{\perp}$ – линейный размер ребра, его продольный и поперечный размеры при наложении поля E_{π} ; R_{1111} , R_{1122} – матричные элементы тензора 4-го порядка, причем $R_{1111} > 0$, $R_{1122} < 0$. Используя значения для $R_{1122} = -0,15 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{В}^2$, $R_{1111} = 0,3 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2/\text{В}^2$, для $E_{\pi} = 400 \text{ В/см}$ получим: $\frac{a_{\parallel}}{a_0} = 1 + 8,26 \cdot 10^{-12}$, $\frac{a_{\perp}}{a_0} = 1 - 2,07 \cdot 10^{-12}$. Изменение

диэлектрической проницаемости NaCl при электрострикции в слабых полях также незначительно и определяется величиной порядка 10^{-10} .

Существенные изменения формы частиц и образование агрегатов происходят при их нахождении в электрическом поле в условиях повышенной электропроводности. До введения в среду ионов заряженные частицы отталкиваются друг от друга, и коагуляции в этом случае не происходит. С увеличением количества ионов частицы уже могут сталкиваться, поскольку ионная оболочка, возникающая вокруг частицы при захвате ионов, уменьшает поле частицы. В результате происходит образование укрупненных агрегатов.

Существует еще один механизм возникновения анизотропии – деформационный механизм. В результате поляризации двойного электрического слоя каплей внешним полем строение поляризационного двойного слоя на различных участках капли изменяется. Это приводит к тому, что избыточное давление в двойном электрическом слое вблизи поверхности раздела изменяется вдоль поверхности капли. Это и вызывает изменение кривизны капли вдоль ее поверхности. Поскольку оси симметрии всех деформируемых капель ориентированы параллельно действующему на них полю, система в целом становится анизотропной, что обуславливает электрооптические эффекты.

Глава 8

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

8.1. Спектральная прозрачность ионизованной среды

В аэрозольной среде, находящейся в электрическом поле, и при ее ионизации происходит электрокоагуляция, т.е. процесс слипания или слияния частиц дисперсной фазы.

Рассмотрим три вида коагуляции: при униполярно заряженных частицах, биполярно заряженных и поляризационную или вынужденную коагуляцию.

Влияние униполярной зарядки. Изменение концентрации частиц, или скорость коагуляции, будет зависеть от вероятности столкновения заряженных частиц и процессов электростатического рассеяния. Вероятность столкновения двух заряженных частиц выражается соотношением, полученным в механике аэрозолей:

$$p = \left[\int_0^1 \exp \frac{\psi \left(\frac{2r}{x} \right)}{kT} \right]^{-1} dx, \quad (8.1)$$

где $\psi \left(\frac{2r}{x} \right) = \psi(y) = \int_0^\infty F(y) dy$ – потенциал электростатической силы взаимодействия частиц, расстояние между которыми y ; r – радиус частицы; $x = 2r / y$.

Электростатическая сила взаимодействия представляет собой силу, действующую между свободными заряженными частицами, и индукционную силу.

Если алгебраическая сумма зарядов частиц в аэрозольной среде отлична от нуля, то в среде происходит явление электростатического рассеяния. То есть помимо коагуляции заряженный аэрозоль рассеивается

под действием своего объемного заряда, в результате чего также изменяется концентрация аэрозоля.

Возьмем одну неподвижную частицу с зарядом $q_1 = e$, окруженную частицами того же размера с зарядом $q_2 = Ne$ (N – число частиц). Тогда при малых значениях N и $e^2/2rkT$ вероятность столкновения можно записать как

$$p = \frac{1}{\int_0^1 \exp(\gamma x) dx} = \frac{\gamma}{\exp \gamma - 1}, \quad (8.2)$$

где $\gamma = \frac{q_1 q_2}{2rkT}$ – отношение электрической и кинетической энергии соприкасающихся частиц. Для того чтобы определить, как влияет униполярная зарядка на скорость коагуляции, необходимо взять среднее значение $\bar{p}$.

Скорость коагуляции будет равна

$$-\frac{dN}{dt} = KpN^2 = KN^2 \left(\frac{\gamma}{\exp \gamma - 1} \right). \quad (8.3)$$

Здесь $K = 8\pi r D_d$ – коэффициент броуновской коагуляции, где D_d – коэффициент диффузии частиц.

Суммарная скорость уменьшения счетной концентрации за счет коагуляции и электростатического рассеяния в этом случае имеет вид

$$-\frac{dN}{dt} = 8\pi D_d N^2 \left(\frac{\gamma}{\exp \gamma - 1} + \frac{q_1 q_2}{2rkT} \right). \quad (8.4)$$

Влияние биполярной зарядки. Рассмотрим случай симметричной зарядки: каждой частице с зарядом $+q_i$ соответствует частица того же размера с зарядом $-q_i$. Такая ситуация может сложиться, например, при естественной зарядке аэрозолей путем адсорбции ионов из воздуха.

Вероятность столкновения двух частиц с зарядами q_i и q_k (одноименно заряженных частиц) или $-q_i$ и q_k (разноименно заряженных частиц) возрастает вследствие зарядки в $\gamma(e^\gamma - 1)^{-1}$ или $\gamma(1 - e^{-\gamma})^{-1}$ раз.

Совместное влияние коагуляции и электростатического рассеяния на счетную концентрацию определим следующим образом. Пусть в среде содержится N_+ положительно заряженных частиц и N_- – отрицательно. Абсолютная величина заряда в обоих случаях равна q . Если p_1 и p_2 – ве-

роятности столкновения одноименно и разноименно заряженных частиц, то скорость коагуляции выразится уравнением

$$-\frac{dN}{dt} = K \left[(N_+^2 + N_-^2) p_1 + 2N_+ N_- p_2 \right]. \quad (8.5)$$

При малых значениях N и $e^2/2rkT$ можно пренебречь индукционными силами, поэтому для вероятности столкновения получаются следующие выражения в случаях отталкивания и приближения:

$$p_1 = \frac{\gamma}{e^\gamma - 1}, \quad p_2 = \frac{\gamma}{1 - e^{-\gamma}} = \frac{\gamma e^\gamma}{e^\gamma - 1}. \quad (8.6)$$

С учетом (8.6) выражение (8.5) перепишется как

$$-\frac{dN}{dt} = K \left[\frac{(N_+^2 - N_-^2)\gamma + 2N_+ N_- \gamma e^\gamma}{e^\gamma - 1} \right]. \quad (8.7)$$

Скорость уменьшения концентрации за счет электростатического рассеяния в этом случае будет равна

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{4\pi q^2 D_d (N_+ - N_-)^2}{kT}. \quad (8.8)$$

При совместном действии коагуляции и рассеяния скорость уменьшения концентрации можно записать как

$$\frac{dN}{dt} = -K \left[(N_+^2 + N_-^2) p_1 + 2N_+ N_- p_2 \right] - \frac{4\pi q D_d}{kT} (N_+ - N_-)^2. \quad (8.9)$$

Поскольку для незаряженного аэрозоля $-\frac{dN}{dt} = KN^2$, а $K = 8\pi r D_d$, можно записать отношение скоростей изменения концентрации для заряженных и незаряженных частиц:

$$m = \frac{\gamma e^\gamma}{e^\gamma - 1} - \frac{2\gamma N_+ N_-}{N^2}. \quad (8.10)$$

Минимальное значение отношения скоростей получается при $N_+ N_- = N/2$:

$$m = \frac{\gamma e^\gamma}{e^\gamma - 1} - \frac{\gamma}{2} = \frac{\gamma(e^\gamma + 1)}{2(e^\gamma - 1)} > 1. \quad (8.11)$$

Неравенство (8.11) показывает, что скорость коагуляции заряженных частиц выше, то есть при дополнительной ионизации среды искровым или коронным разрядом усиливается процесс коагуляции.

Поляризационная коагуляция. Такая коагуляция происходит, когда аэрозоль находится в электрическом поле. Если частица незаряженная, то, как показывает теория, на нее действует сила, равная

$$F_E = \alpha_E V \operatorname{grad} E^2, \quad (8.12)$$

где α_E – коэффициент, зависящий от формы частицы и ее диэлектрической проницаемости ε_i ; V – объем частицы. Для непроводящего шара

$$\alpha_E = \frac{3}{8\pi} \frac{\varepsilon_i - 1}{\varepsilon_i + 2}, \text{ для проводящего } \alpha_E = \frac{3}{8\pi}.$$

Если поле E и $\operatorname{grad} E$ имеют вертикальное направление, то сила, действующая на частицу, $F_E = 2\alpha_E V E \frac{dE}{dh}$. При этом $E \frac{dE}{dh}$ пропорционально квадрату напряженности.

В проводящих частицах радиуса r электрическое поле напряженностью E возбуждает электрические диполи $p = Er^3$. Сила взаимодействия между двумя диполями аналогична гидродинамическим силам, возникающим при движении частиц в потоке. Для рассматриваемого случая ее можно записать как

$$F_E = -\frac{3E^2 r^6}{y^4} \left(\frac{3}{2} \cos 2\theta + \frac{1}{2} \right), \quad (8.13)$$

где y – расстояние между центрами диполей ($y \gg r$); θ – угол между направлением поля и линией центров частиц. Поле сил между поляризованными частицами таково, что частицы притягиваются, если расположены вдоль поля, и отталкиваются, если расположены перпендикулярно к нему. Потенциал этих сил выражается следующим образом:

$$\psi(y) = -\frac{E^2 r^6}{y^3} \left(\frac{3}{2} \cos 2\theta + \frac{1}{2} \right) = \frac{E^2 r^6}{y^3} (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta). \quad (8.14)$$

То есть, как видим, $\psi(y)$ зависит не только от расстояния между частицами, но и от направления линии их центров по отношению к направлению поля.

Строгое решение задачи диффузии частиц к поглощающей сфере (которой мысленно окружают частицу) в поле сил, выражаемом формулой (8.14) и не обладающем сферической симметрией, представляет большие трудности. Поэтому для оценки эффекта поляризации на скорость коагуляции пренебрегают диффузией и упорядоченным движением частиц в тангенциальном направлении. То есть рассматривают движение частиц к поглощающей сфере в радиальном направлении.

В этом случае также применяется формула (8.2) для нахождения вероятности столкновения заряженных частиц. Физический смысл величины заключается в том, что она показывает отношение скорости осаждения частиц на поглощающей сфере при наличии и в отсутствие электрических сил. Причем в данном случае p зависит от угла θ , а именно

$$p = 1 / \int_0^1 \exp \left[- \frac{E^2 r^3 x^3 \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{2} \sin^2 \theta \right)}{4kT} \right] dx, \quad (8.15)$$

где $x = \frac{2r}{y}$.

Выражение (8.15) перепишем в виде

$$p = 1 / \int_0^1 e^{-f^3 x^3} dx, \quad (8.16)$$

где $f = \left(\frac{E^2 r^3}{4kT} \right)^{1/3} \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{2} \sin^2 \theta \right)^{1/3} = f_1^{1/3} \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{2} \sin^2 \theta \right)^{1/3}$.

Для того чтобы определить, как влияет поляризация частиц на скорость их осаждения на поглощающей сфере, необходимо найти среднее значение $\bar{p}$ по поверхности сферы:

$$\bar{p} = \frac{1}{2} \int_0^\pi p \sin \theta d\theta = \int_0^1 p d \cos \theta. \quad (8.17)$$

Тогда скорость коагуляции будет равна

$$-\frac{dN}{dt} = \int_0^1 \left[\left(\int_0^1 e^{-f^3 x^3} dx \right)^{-1} \right] d \cos \theta. \quad (8.18)$$

Расчеты показывают, что заметное ускорение коагуляции туманов достигается лишь при очень большой силе поля. В грозовых облаках, в которых напряженность электрического поля достигает порядка 1000 В/см, поляризационная коагуляция может иметь большое значение. Если рассматривать морской туман, основной составляющей которого является NaCl, то можно ожидать проявление эффекта при меньших значениях поля.

Изменение коэффициента ослабления. Рассмотрим, как изменяется коэффициент ослабления $\alpha_{\text{осл}}(\lambda)$, характеризующий прозрачность среды при электрокоагуляции, так как в этом случае меняются размер и форма частиц, распределение их по размерам, уменьшается концентрация. Пренебрегая изменением формы частиц, можно записать

$$\frac{dN}{dt} = -KN^2 - \alpha N. \quad (8.19)$$

Второй член этого выражения описывает процессы, сопутствующие естественной броуновской коагуляции. В нашем случае рассмотрим влияние электрического поля на поляризационную коагуляцию, т.е. когда $\alpha = \alpha(E_n)$. Если не рассматривать влияние частотной зависимости поля на процесс коагуляции и считать поле постоянным, то решение уравнения (8.19) имеет вид

$$\frac{N}{N_0} \frac{\alpha + KN_0}{\alpha_0 + KN} = e^{-\alpha}, \quad (8.20)$$

где N_0 – концентрация частиц в момент времени $t = 0$.

Положив $\alpha(E_n) = t_0^{-1}$, можно записать

$$N = \frac{N_0 e^{-t/t_0}}{1 + K t_0 N_0 (1 - e^{-t/t_0})}. \quad (8.21)$$

Как и раньше, пренебрежем броуновской коагуляцией. Тогда

$$N = N_0 e^{-t/t_0}, \quad (8.22)$$

где $t_0 = 1/\alpha(E_n)$ – эффективное время коагуляции. Время t_0 определяется естественным электрическим полем атмосферы E_0 , которое всегда отлочно от нуля.

Считая, что $\alpha = \alpha_{\text{осл}}(\lambda)$, для коэффициента ослабления получим

$$\alpha_{\text{осл}}(\lambda) = T_0 e^{-t/t_0} \int_0^{\infty} \alpha(r, \lambda) f(r) dr, \quad (8.23)$$

где r – радиус частиц; $f(r)$ – функция распределения частиц по размерам.

Сделав предположение, что $t_0 = t_{\text{эфф}} e^{-vE_{\text{п}}/E_0}$ ($t_{\text{эфф}}$ – эффективное время распада аэрозольной среды; v – безразмерный коэффициент, зависящий от свойств среды) и процесс коагуляции слабо влияет на вид функции $f(r)$ в дымах, окончательно получим

$$\alpha_{\text{осл}}(\lambda) = \alpha_{0\text{осл}}(\lambda) \exp \left[-\frac{t}{t_{\text{эфф}} e^{-vE_{\text{п}}/E_0}} \right]. \quad (8.24)$$

Рассмотрим динамику изменения коэффициента ослабления оптического излучения на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм в древесных дымах при воздействии статического электрического поля, коронного разряда и лазерной искры. Исследования проводились в большой и малой камерах объемом $50 \times 50 \times 50$ см³. В большой камере ионизатором среды являлся коронный разряд, происходящий в камере с остриев обкладок конденсатора, в котором распространялось лазерное излучение. В малой камере ионизация среды осуществлялась искровым разрядом, инициируемым СО₂-лазером в одной точке камеры.

Изменение коэффициента ослабления оптического излучения от времени представлено на рис. 8.1, а при трех значениях напряженности электрического поля: $E_{\text{п}} = 0$ (кривая 1), 300 (кривая 2) и 500 В/см (кривая 3). При отсутствии внешнего электрического поля и разряда коэффициент ослабления α (в м⁻¹) изменяется медленно и процесс «оседания» дыма длится около 6 ч. С включением источника ионизации при наложении внешнего электрического поля скорость изменения α увеличивается из-за быстрого распада дыма. Так, при напряженности поля $E_{\text{п}} = 300$ В/см распад дыма происходит за 100 мин, а при $E_{\text{п}} = 500$ В/см – за 40 мин. Электропроводность в камере при увеличении поля от 0 до 500 В/см изменяется от $7 \cdot 10^{-17}$ до $1,7 \cdot 10^{-16}$ См·см⁻¹. Изменение α в малой камере при воздействии на среду лазерной искрой, когда $E_{\text{п}} = 0$, демонстрируется на рис. 8.1, б. Кривая 1 описывает зависимость коэффициента ослабления от времени в отсутствие воздействия источника ионизации, кривая 2 – при воздействии. И в этом случае наблюдается за-

метное уменьшение времени распада дыма при дополнительном поступлении ионов. Из экспериментальных данных, представленных на рис. 8.1, следует, что $t_{эфф}$ — это время, за которое $\alpha_{осл}(\lambda)$ уменьшается в e раз при отсутствии внешнего электрического поля, а $v = 6 \cdot 10^{-3}$.

На рис. 8.2 показано изменение коэффициента ослабления $\alpha_{осл}(\lambda)$ в зависимости от времени при напряженности электрического поля $E_{п} = 450$ В/см для различных начальных плотностей дыма.

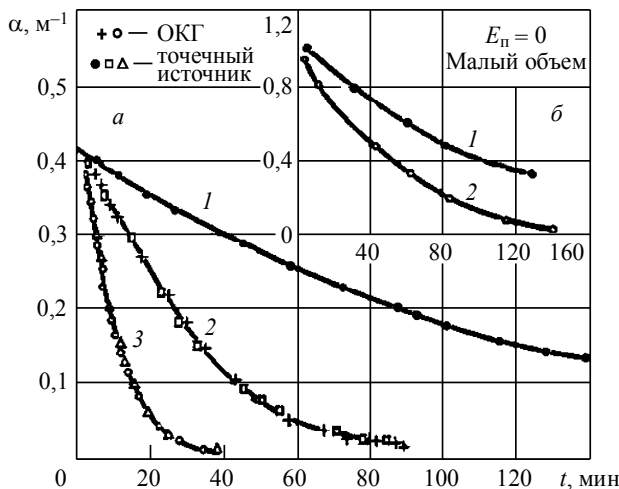


Рис. 8.1. Динамика распада ионизованных дымов в электрическом поле: $E_{п} = 0$ (кр. 1); 300 (кр. 2) и 500 В/см (кр. 3)

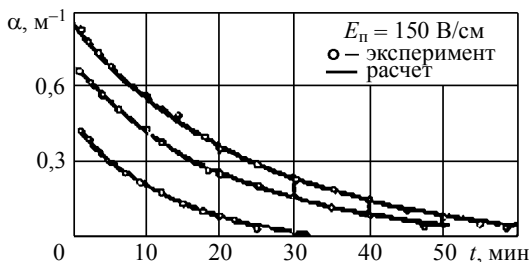


Рис. 8.2. Динамика распада ионизованных дымов в электрическом поле в зависимости от начальной плотности дыма

На расчетные кривые по формуле (8.8) точками нанесены результаты, полученные экспериментально. Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных указывает на обоснованность принятых допущений при выводе выражения для $\alpha_{\text{осл}}(\lambda)$.

8.2. Особенности углового распределения интенсивности рассеянного излучения в заряженной среде

Рассеяние в направлении вперед. Энергетическое ослабление системой рассеивателей прямого излучения оптического источника описывается экспоненциальным законом (законом Бугера) с коэффициентом ослабления, определяемым аддитивным сложением коэффициентов ослабления отдельных частиц. Но при измерениях интенсивности или яркости пучка наряду с прямым излучением всегда регистрируется какая-то доля рассеянного вперед излучения. Это естественно приводит к отклонению закона затухания интенсивности (Бугера).

Рассчитаем ослабление интенсивности источника излучения в приближении однократного рассеяния для реального эксперимента. Типичная схема измерений интенсивности лучистого потока в этом случае представлена на рис. 8.3.

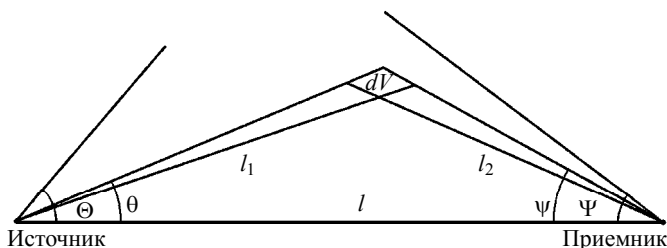


Рис. 8.3. Схема измерений интенсивности лучистого потока диффузного источника излучения

Размеры источника излучения и приемной системы считаются точечными (результаты расчета легко могут быть обобщены на конечные их размеры). Будем считать, что все пространство между источником и приемником излучения равномерно заполнено рассеивателями. Формулы для затухания оптического излучения в рассматриваемом случае удобнее получить сначала для облученности, а затем перейти к формулам для ярко-

сти или интенсивности излучения, пользуясь соотношением

$$dE = Id\omega, \quad (8.25)$$

где dE – облученность площадки, перпендикулярной оси элементарного угла $d\omega$.

Облученность, создаваемая прямым излучением, определяется силой излучения источника B_0 и экспоненциальным ослаблением:

$$E_n = \frac{B_0}{l^2} e^{-kl}. \quad (8.26)$$

Здесь l – расстояние между источником и приемником.

Облученность, создаваемая однократно рассеянным излучением, определяется силой излучения элементарного объема dV , которая равна

$$dB_{dV} = \frac{k_p}{4\pi} f(\theta) E_* dV = \frac{k_p}{4\pi} f(\theta) \frac{B_0}{l_1^2} e^{-kl_1} dV, \quad (8.27)$$

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

$$dE_p = \frac{dB_{dV}}{l_2^2} e^{-kl_2} \cos \psi = \frac{k_p}{4\pi} f(\theta) \frac{B_0}{l_1^2 l_2^2} e^{-k(l_1+l_2)} \cos \psi dV. \quad (8.28)$$

Из геометрии (рис. 8.3) по теореме синусов можно получить

$$l_1 = \frac{l \sin \psi}{\sin(\psi + \theta)}, \quad l_2 = \frac{l \sin \theta}{\sin(\psi + \theta)}, \quad (8.29)$$

$$dV = 2\pi l_2^2 \sin \psi d\psi dl_2.$$

Используя соотношения (8.29), интегрируя (8.28) и заменяя переменные интегрирования ψ и l_2 другой парой независимых переменных ψ и θ , для создаваемой рассеянным излучением облученности получаем

$$E_p = \frac{k_p B_0}{2l} \int_0^\Psi \int_0^\Theta e^{-kl \frac{\sin \psi + \sin \theta}{\sin(\psi + \theta)}} f(\psi + \theta) \cos \psi d\psi d\theta, \quad (8.30)$$

где Ψ и Θ – угол зрения приемника и угол конуса излучения источника соответственно.

Из (8.30) видно, что при малых углах зрения приемника или конуса излучения источника для E_p можно приближенно записать

$$E_p = \frac{k_p B_0 e^{-kl}}{2l} \int_0^\Psi \int_0^\Theta f(\psi + \theta) \cos \psi d\psi d\theta. \quad (8.31)$$

Вынесение экспоненты из-под интеграла приводит к ошибкам в несколько процентов, если угол зрения приемника не превышает 0,1 рад.

Суммарная регистрируемая облученность, создаваемая прямым и рассеянным излучением, равна

$$E = E_n + E_p = \frac{B_0 e^{-kl}}{l^2} [1 + k_p D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta) l], \quad (8.32)$$

где через $D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta)$ обозначен интеграл в (8.31). Параметр $D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta)$ является характеристикой рассеянного вперед излучения и при постоянных Θ и Ψ будет полностью зависеть от оптических свойств среды через индикатрису рассеяния.

Таким образом, для затухания интенсивности диффузного источника излучения малых размеров окончательно получим формулу

$$I = I_0 e^{-\tau} [1 + \Lambda D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta) \tau], \quad (8.33)$$

где оптическая толщина $\tau = kl$, вероятность выживания кванта

$\Lambda = \frac{\alpha_p}{\alpha_{\text{осл}}}$. При этом учтено, что $I = \frac{dE}{d\omega}$, а $I_0 = \frac{B_0}{d\omega l^2}$, где $d\omega = \frac{dS}{l^2}$ –

телесный угол, под которым наблюдается площадка источника dS . Как видно из (8.33), только при малых значениях величины $D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta)$ затухание оптического сигнала диффузного источника описывается экспоненциальным законом

$$I = I_0 e^{-\tau [1 + \Lambda D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta)]},$$

который отличается от закона Бугера. При больших значениях $D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta)$ затухание яркости в приближении однократного рассеяния описывается формулой (8.33), границы применимости которой определяются ролью более высоких кратностей рассеяния.

Зависимость величины принятого сигнала (в условных единицах) от диаграммы направленности приемника в рассеивающих средах с различными параметрами ρ представлена на рис. 8.4.

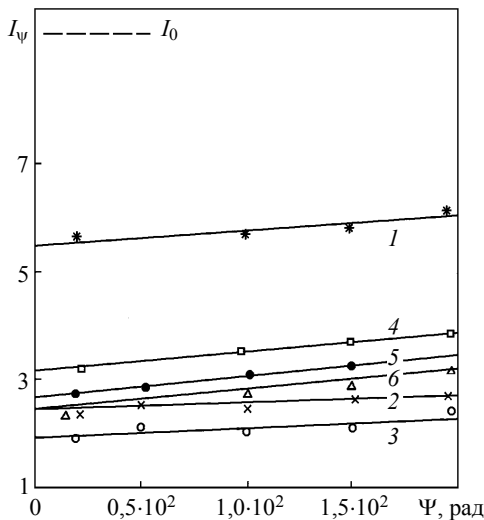


Рис. 8.4. Зависимость величины принятого сигнала от диаграммы направленности приемника: $\rho = 2$ (кр. 1), 6 (кр. 2), 8 (кр. 3), 68 (кр. 4), 85 (кр. 5) и 98 (кр. 6); $\lambda = 0,546$ мкм

Прямой сигнал I_0 , соответствующий неослабленному средой световому потоку, на рис. 8.4 отмечен пунктиром. Значения I_0 находятся по результатам калибровки аппаратуры в отсутствие рассеивающей среды. Из (8.32) для только рассеивающей среды можно получить следующее выражение:

$$D_{\text{рас}} = 0,43 \frac{I_{\Psi} - I_{\Psi_0}}{I_{\Psi} \lg \frac{I_0}{I_{\Psi_0}}}, \quad (8.34)$$

где I_{Ψ_0} — значение сигнала, соответствующее $\Psi \cong 0$, получается линейной экстраполяцией значений сигнала при различных Ψ . Критерием правильности измерения рассеянного вперед излучения является линейная зависимость I_{Ψ_0} от Ψ при малых значениях Ψ .

Имея теоретические данные для $D_{\text{рас}}$, можно определить средне-квадратичный диаметр частиц. С изменением микроструктуры рассеивающей среды, как видно из рис. 8.4, изменяется наклон соответствующих прямых.

Рассмотрим, как влияют электрические параметры среды на рассеянное вперед излучение. Экспериментальные исследования проводились в древесных дымах с разной электрической проводимостью. Ионизатором среды являлся коронный разряд, происходящий в камере с острийёв обкладок конденсатора, под воздействием которого находилась рассеивающая среда. Значения проводимости были выбраны характерными для состояния свободной атмосферы и грозовой обстановки. Исследования проводились в камере искусственных сред объемом $10 \times 3,5 \times 3,5$ м³, где был размещен плоский конденсатор, являющийся также источником постоянного электрического поля.

Результаты измерений представлены на рис. 8.5, а. Здесь по оси ординат отложено отношение рассеянного излучения к прямому $I_{\text{д}}/I_{\text{пр}}$, по оси абсцисс – коэффициент ослабления среды для $\lambda = 0,63$ мкм. Кривая 1 получена в отсутствие источника ионизации и при электропроводности $\lambda_{\text{пр}} = 10^{-16}$ См·см⁻¹. Кривая 2 соответствует случаю повышенной ионизации в камере, когда $\lambda_{\text{пр}} = 1,4 \cdot 10^{-16}$ См·см⁻¹. Значения пара-

метра $D_{\text{рас}} = \frac{1}{2} \int_0^{\Theta} \int_0^{\Psi} x(\rho, \psi + \theta) d\psi d\theta$ составляют в первом и во втором случае 0,07 и 0,1 соответственно. То есть с ростом количества ионов в среде растет величина $D_{\text{рас}}$. Увеличение $D_{\text{рас}}$ объясняется изменением

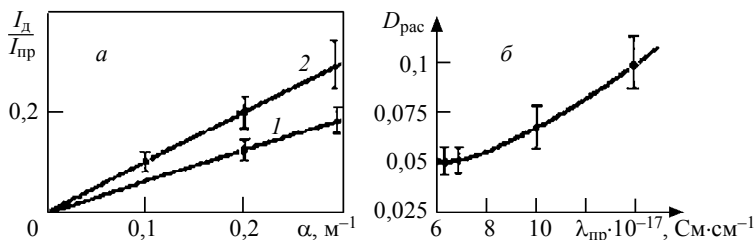


Рис. 8.5. Экспериментальные значения отношения $I_{\text{д}}/I_{\text{пр}}$ при различных коэффициентах ослабления среды (а): $\lambda_{\text{пр}} = 1,0 \cdot 10^{-16}$ (кр. 1) и $1,4 \cdot 10^{-16}$ См·см⁻¹ (кр. 2). Зависимость величины D от электропроводности среды (б)

дисперсности, зависящей от количества ионов в среде, а следовательно, и от проводимости. Значения параметра M_i $\left(\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}\right)$, определенного из сравнения теоретических и экспериментальных данных $D_{\text{рас}}$, в первом случае лежат в пределах 1–2, во втором 4–5. Это соответствует увеличению размера частиц от 0,2 до 0,4 мкм. Механизм такого изменения связан с коагуляцией частиц.

Измерение рассеянного вперед излучения в зависимости от электропроводности позволяет проследить динамику образования укрупненных агрегатов. Полученная зависимость $D_{\text{рас}}(\lambda_{\text{пр}})$ приведена на рис. 8.5, б, где по оси ординат отложены значения $D_{\text{рас}}$, по оси абсцисс – значения $\lambda_{\text{пр}}$. При малых значениях $\lambda_{\text{пр}}$ рассеянное вперед излучение остается постоянным. Слабые изменения наблюдаются в области $\lambda_{\text{пр}} = 7 \cdot 10^{-17} - 9 \cdot 10^{-17}$ См·см⁻¹, а затем при $\lambda_{\text{пр}} > 10^{-16}$ См·см⁻¹ происходит резкое увеличение $D_{\text{рас}}$, что можно рассматривать как укрупнение рассеивающих частиц.

Исследование влияния несферичности частиц на оптические характеристики в процессе их коагуляционной трансформации в дымах получены в Институте физики атмосферы РАН. В этих работах определялись параметры электрооптического отклика под углом рассеяния 45°. Показано, что в зависимости от степени несферичности растущих агрегатов электрооптический параметр $\alpha_E(t) = \frac{\alpha(t) - \alpha(\infty)}{\alpha(\infty)}$ (где $\alpha(t)$ и $\alpha(\infty)$ – коэффициенты направленного рассеяния среды при включенном и выключенном поле соответственно) может расти или уменьшаться с течением времени, но через 30–40 мин после начала горения он всегда выходит на насыщение.

Величину электрического поля в аэрозольной атмосфере и его знак обуславливает также объемный заряд частиц ρ_e , см⁻³. В результате изменения объемного заряда при электризации изменяется поверхностный потенциал частиц. При этом происходит трансформация аэрозольной среды, что приводит к аномальному рассеянию излучения. Как ведет себя рассеянное излучение в таких условиях, показано на рис. 8.6, а.

Представленные результаты получены в Институте экспериментальной метеорологии, где экспериментально исследовалась равновесная ионная зарядка капель воды, растущих на неионогенных нерастворимых (AgI) и ионогенных растворимых (NaCl) ядрах конденсации в

биполярно ионизованном воздухе. На рис. 8.6, *a* показано изменение относительной интенсивности I $I(4^\circ)/I(45^\circ)$ (кривые I и I') рассеянного оптического излучения при изменении относительной влажности от 30 до 100 %. Напомним, что отношение интенсивностей в данном случае характеризует изменение размера частиц.

На рис. 8.6, *б* и *в* показано поведение объемного заряда ρ_e в процессе трансформации частиц и приведен рассчитанный для этих условий поверхностный потенциал капель. Общим для представленных закономерностей является резкое изменение сечения рассеяния и объемного заряда при определенных условиях. Поведение интенсивностей рассеянного излучения при изменении относительной влажности в диапазоне 30–80 % определяется объемным зарядом водорастворимых частиц на стадии адсорбции водяного пара поверхностью твердого ядра для ядер NaCl (кривая I) и AgI (кривая I').

Далее следуют еще две стадии изменения размеров капель и сечений рассеяния для частиц NaCl (кривая I): конденсационный рост частицы и конденсационный рост капли разбавленного раствора.

Рассеяние в направлении назад. При получении формул однократно рассеянного назад излучения рассмотрим геометрическую схему измерений (рис. 8.7), представляющую наибольший практический интерес при оптической локации в атмосфере.

Будем считать, что в пределах угла расходимости оптического пучка Θ сила излучения источника постоянна. Тогда сила излучения элементарного рассеивающего объема dV в направлении γ равна (см.

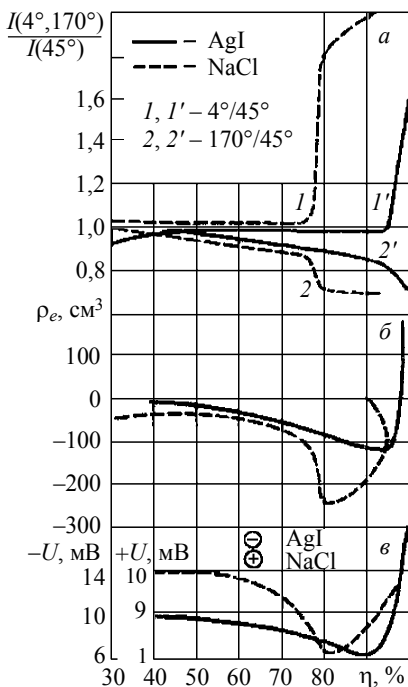


Рис. 8.6. Зависимость относительных интенсивностей рассеянного излучения $I(4^\circ)/I(45^\circ)$, $I(170^\circ)/I(45^\circ)$, объемного заряда и поверхностного потенциала капель от относительной влажности

формулу (8.26))

$$dB_{dV} = \frac{k_p}{4\pi} f(\gamma) \frac{B_0}{l^2} e^{-kl} dV. \quad (8.35)$$

Для облученности, создаваемой рассеянным излучением в плоскости приемника, получаем

$$E = \frac{k_p}{4\pi} \int_V f(\gamma) \frac{e^{-k(l+l')}}{l'^2 l^2} \cos \Psi dV, \quad (8.36)$$

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

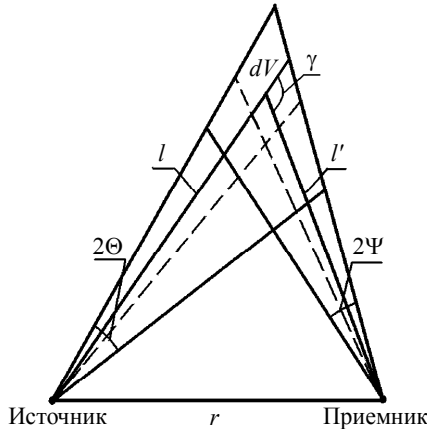


Рис. 8.7. Геометрическая схема измерений рассеяния в направлении назад

Обычно при оптической локации угол расхождения пучка Θ и угол поля зрения приемника Ψ выбираются достаточно малыми. Если к тому же расстояние R между источником и приемником (база) невелико, то с большой точностью $l \sim l'$ (при $l \geq 10 r$ и $\Theta \leq 1^\circ$ ошибка не превышает 1 %). Интегрирование по сферической поверхности в рассматриваемом приближении можно заменить интегрированием по плоскости

сти приемника, а индикатрису рассеяния $f(\gamma)$ – ее практически постоянным значением при угле $\gamma = \pi$. Тогда для облученности получаем простую формулу

$$E = \frac{k_p}{4\pi} B_0 f(\pi) \int_0^Z \frac{e^{-2kl}}{l^4} G(l) dl, \quad (8.37)$$

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

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

$$G(l) = l(l - l_0)\Theta \sin \Psi, \quad (8.38)$$

где l_0 – минимальное расстояние до рассеивающего объема.

Расчет функции $G(l)$ в разных частных случаях может быть проведен на основании геометрических соображений для каждой конкретной схемы эксперимента.

Для определения потока рассеянного назад излучения F необходимо учесть телесный угол Ω , в котором рассеянное излучение регистрируется приемником. Тогда без учета потерь в приемной оптической системе на основании (8.21) получаем

$$F = \frac{k_p}{4\pi} \frac{F_0}{\pi\Psi^2} f(\pi - \varphi) \int_0^Z \frac{e^{-2kl}}{l^4} \Omega(l) G(l) dl, \quad (8.39)$$

где телесный угол $\Omega(l) = \pi\Psi^2$, если $l \leq \frac{d}{\Psi}$, если d – диаметр приемно-

го объектива, и $\Omega(l) = \frac{\pi d^2}{4l^2}$, если $l \geq \frac{d}{\Psi}$.

При зондировании атмосферы возникает необходимость учитывать также градиент поля влажности и вариации электрического поля, так как и то и другое способствует процессам коагуляции и укрупнению частиц. Как изменяется при этом коэффициент обратного рассеяния $\beta_\pi = k_p f(\pi)$ оптического излучения, экспериментально исследовано

для малых частиц (древесный дым). На рис. 8.8 представлены результаты исследований β_π в зависимости от относительной влажности воздуха при воздействии на среду внешнего статического электрического поля разной напряженности. Коэффициент ослабления среды на длине волны 1,06 мкм составлял $0,13 \text{ м}^{-1}$.

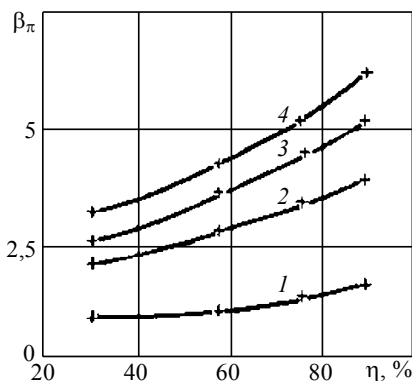


Рис. 8.8. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от влажности при разных напряженностях электрического поля: $E_\pi = 0$ (кр. 1), 250 (кр. 2), 350 (кр. 3) и 450 В/см (кр. 4)

Видно, что с увеличением влажности при отсутствии внешнего электрического поля коэффициент обратного рассеяния начинает медленно увеличиваться с $\eta > 60 \%$.

С включением внешнего электрического поля коэффициент обратного рассеяния увеличивается в 2–4 раза (в диапазоне $E_\pi = 250$ –450 В/см), при $\eta \sim 30$ –40 % увеличение β_π происходит с большей скоростью. В отсутствие внешнего электрического поля с изменением влажности воздуха от 30 до 90 % увеличение эхосигнала происходит из-за коагуляции частиц за счет капиллярных сил сцепления. Дымовой аэрозоль является сам по себе заряженным в процессе образования, поэтому увеличение влажности приводит к различным электрическим явлениям на поверхности частиц (ориентированная адсорбция молекул воды на поверхности частиц, зарядка и перезарядка частиц, поляризация зарядов на частицах и т.д.). Вследствие этих процессов возникают индуцированные заряды на увлажненных частицах. Этим объясняется дипольная

зарядка частиц и увеличение вероятности слипания. Эффект особо существен для малых частиц, размеры которых $\sim 0,01\text{--}0,1$ мкм.

В результате совместного воздействия внешнего электрического поля и коронного разряда происходит дополнительная зарядка аэрозольных частиц из-за осаждения аэроионов на поверхности частиц и возникает дополнительный дрейф частиц. Эти процессы усиливают коагуляцию и интенсивное укрупнение частиц. Следовательно, отраженный сигнал растёт. При одновременном увеличении влажности и напряжённости электрического поля максимум интенсивности обратно рассеянного излучения также резко возрастает.

Результаты измерений отношения рассеянного назад излучения $I(170^\circ)/I(45^\circ)$, которое более чувствительно к изменению коэффициента преломления в зависимости от влажности при изменении объёмного заряда частиц, представлены на рис. 8.6, *a* кривыми 2 и 2'. Обратим внимание на тот факт, что полученная зависимость является почти «зеркальным» отражением зависимости $I(4^\circ)/I(45^\circ)$. То есть обнаруженная в эксперименте особенность вполне может быть использована для решения обратных задач.

8.3. Ориентация частиц в электромагнитном поле

Поле электромагнитной волны, взаимодействуя с аэрозольной средой, ориентирует частицы. Ориентация частиц в статическом электрическом поле представляется как частный случай. Этот эффект может иметь место как из-за различной поляризуемости по разным направлениям у несферических частиц с изотропной диэлектрической проницаемостью, так и вследствие анизотропии диэлектрических свойств материала частиц. В последнем случае среда приобретает оптическую анизотропию даже в том случае, когда частицы изометричны, то есть близки к сферическим. Именно такой случай здесь и рассмотрим.

Будем считать, что частицы сферические и малы по сравнению с длиной волны. Кроме того, примем, что электрическая проводимость равна нулю. Следовательно, тензор комплексной диэлектрической проницаемости, имеющий в общем случае вид

$$\varepsilon_0 \hat{\varepsilon}_{mn}(\omega) = \varepsilon_0 \hat{\varepsilon}_{mn}(\omega) + i \hat{\sigma}_{mn}(\omega) / \varepsilon_0 \omega,$$

записывается без мнимой части, содержащей проводимость σ . Тензор относительной диэлектрической проницаемости связан с тензором от-

носительной диэлектрической восприимчивости $\hat{\chi}_{mn}$ соотношением

$$\hat{\varepsilon}_{mn} - \hat{\delta}_{mn} = \hat{\chi}_{mn}, \quad (8.40)$$

где $\hat{\delta}_{mn}$ – символ Кронекера; $\varepsilon_0 = (4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)^{-1} \text{ К/(В} \cdot \text{м)}$ – электрическая постоянная. Другое название единицы измерения этой величины, определенное ГОСТом, – фарада на метр (Ф/м).

Пусть с аэрозольной средой взаимодействует квазимонохроматическая электромагнитная волна или постоянное электрическое поле. Поэтому в дальнейшем изложении можно опустить зависимость тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ от частоты ω . Тензор диэлектрической проницаемости является симметричным тензором, то есть для него выполняется условие $\hat{\varepsilon}_{mn} = \hat{\varepsilon}_{nm}$. Для такого тензора существует выделенная система координат, в которой тензор представлен только диагональными элементами. Три диагональных элемента называются главными значениями тензора. Эта выделенная система координат обозначается тройкой взаимно ортогональных единичных векторов $\mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2 = = \mathbf{n}_3$, а соответствующие им главные значения тензора диэлектрической восприимчивости обозначаются как χ_1, χ_2, χ_3 . Принимается, что $\chi_1 = \chi_2$. В оптическом диапазоне это соответствует тому, что имеется одна оптическая ось, направленная вдоль $\mathbf{n}_3$.

Электромагнитная волна, которая падает на частицу с приведенными выше свойствами, распространяется вдоль оси y и линейно поляризована в плоскости yOz (рис. 8.9). Такое допущение не нарушает общности, но существенно упрощает вычисления. Положение главных направлений тензора диэлектрической восприимчивости определяется тройкой единичных векторов $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, \mathbf{n}_3$. Эти векторы определяют систему координат, жестко связанную с частицей, которую в дальнейшем будем именовать подвижной системой координат.

Для записи уравнения движения частицы используется функция Лагранжа

$$L(q_i, \dot{q}_i) = \frac{1}{2} \sum_{i,k} a_{ik}(q) \dot{q}_i \dot{q}_k - U(q), \quad i, k = 1, 2, 3, \quad (8.41)$$

где q_i и $\dot{q}_i$ – обобщенные координаты и обобщенные скорости; a_{ik} – коэффициенты, зависящие только от координат. Первый член в правой части – это кинетическая энергия частицы (обозначим ее через K), а U –

потенциальная энергия. В качестве обобщенных координат принимаются углы Эйлера, приводящие координаты x, y, z в систему координат n_i . На рис. 8.9 приведена схема такого преобразования. Вначале делается поворот на угол φ вокруг оси z так, чтобы новая ось x' совпала с плоскостью $zO n_3$. Затем делается поворот в этой плоскости, вокруг новой оси y' , на угол θ до совпадения оси z с направлением n_3 . И наконец, делается поворот вокруг оси n_3 на угол γ , приводящий оси x'' и y' к направлениям n_1 и n_2 . Все повороты делаются по часовой стрелке, если смотреть вдоль положительного направления соответствующей оси. Отметим, что в литературе можно встретить иные определения углов Эйлера.

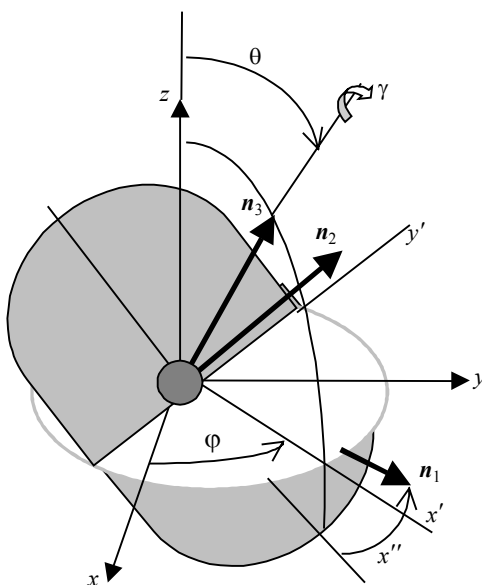


Рис. 8.9. Углы Эйлера. Преобразование компонент векторов, определенных в системе координат x, y, z в систему координат n_1, n_2, n_3 и обратно

При описанном выше повороте системы координат компоненты вектора A (A_x, A_y, A_z) преобразуются в компоненты подвижной системы координат линейным преобразованием

$$A_n = M_{nk} A_k, \quad (8.42)$$

где индекс k принимает значения x, y, z , а индекс n пробегает значения 1, 2, 3, что соответствует компонентам вдоль осей n_1, n_2, n_3 . В развернутом виде выражение (8.42) записывается как

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\cos \theta \cos \varphi \cos \gamma - \sin \varphi \sin \gamma) & -(\cos \theta \cos \varphi \sin \gamma + \sin \varphi \cos \gamma) & \sin \theta \cos \varphi \\ (\cos \theta \sin \varphi \cos \gamma + \cos \varphi \sin \gamma) & (-\cos \theta \sin \varphi \sin \gamma + \cos \varphi \cos \gamma) & \sin \theta \sin \varphi \\ -\sin \theta \cos \gamma & \sin \theta \sin \gamma & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \end{pmatrix}. \quad (8.43)$$

Посредством матрицы $\mathbf{M}$ осуществляется ортогональное преобразование. Это означает, что матрица имеет следующие свойства: $\det(\mathbf{M}) = 1$, $\mathbf{M}\mathbf{M}^T = \mathbf{I}$, т.е. произведение матрицы на транспонированную дает единичную матрицу. Отсюда следует, что обратная матрица равна транспонированной $\mathbf{M}^{-1} = \mathbf{M}^T$. Обратная матрица дает преобразование компонент вектора из подвижной системы координат в неподвижную.

После сделанных замечаний функцию Лагранжа (8.41) необходимо представить в явном виде.

Кинетическая энергия сферического волчка имеет следующий вид:

$$K = \frac{1}{2} I (\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2 + \dot{\gamma}^2 + 2\dot{\varphi}\dot{\gamma}\cos\theta), \quad (8.44)$$

где I – момент инерции шара, который выражается через плотность вещества частицы ρ и ее радиус R формулой $I = 8\pi R^5/15$. Точками обозначаются производные по времени.

Потенциальная энергия частицы равна скалярному произведению вектора напряженности падающей волны на вектор наведенного ею дипольного момента, взятого с обратным знаком:

$$U = -\mathbf{p}^+ \mathbf{E}, \quad (8.45)$$

где $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{y})$ – электрический вектор монохроматической волны, распространяющейся в направлении y . Вектор $\mathbf{E}_0$ имеет смысл комплексной амплитуды. По правилу образования скалярного произведения комплексных векторов в (8.45) стоит эрмитовосопряженный вектор $\mathbf{p}^+$.

Компоненты дипольного момента однородного анизотропного шара с объемом V определяются формулой

$$p_k = \varepsilon_0 \chi_{kl} V E_l, \quad (8.46)$$

где χ_{kl} – определенный формулой (8.40) тензор диэлектрической восприимчивости – его компоненты безразмерны; V – объем частицы; E_l – компоненты поля внутри частицы, наведенные падающей волной. Как принято, по повторяющемуся индексу производится суммирование. Все величины записаны в неподвижной системе координат. Но наиболее просто поле внутри частицы записывается в системе координат, в которой тензор диэлектрической восприимчивости диагонален. Тогда поле внутри однородного шара описывается формулой

$$E_n = \frac{3E_{0,n}}{3 + \chi_n}, \quad n = 1, 2, 3. \quad (8.47)$$

Здесь индекс n означает, что все величины относятся к подвижной системе координат $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2, \mathbf{n}_3$, в том числе и вектор $\mathbf{E}_0$ падающей волны. Для этого он подвергается преобразованию (8.42), то есть $\mathbf{E}_{0n} = \mathbf{M}\mathbf{E}_0$. Подстановка (8.47) в (8.46) с учетом последнего замечания позволяет записать выражение для дипольного момента в подвижной системе координат в символической матричной форме

$$\mathbf{p}_{(n)} = \varepsilon_0 V \hat{\chi} \mathbf{M} \mathbf{E}_0. \quad (8.48)$$

Здесь $\hat{\chi}$ – диагональная матрица с элементами $3\chi_i / (3 + \chi_i)$, где χ_i – главные значения тензора диэлектрической восприимчивости. Преобразование $\mathbf{M}^{-1} \mathbf{p}_{(n)}$ переводит вектор дипольного момента в неподвижную систему координат, в которой, согласно принятому ранее условию о поляризации волны, вектор $\mathbf{E}_0$ имеет компоненты $(0, 0, E_0)$.

В итоге имеем

$$\mathbf{p} = \varepsilon_0 V \mathbf{M}^{-1} \hat{\chi} \mathbf{M} \mathbf{E}. \quad (8.49)$$

Подстановка (8.49) в (8.45) и соответствующие матричные преобразования дают следующее выражение для потенциальной энергии:

$$U = -\frac{1}{2} \varepsilon_0 V E^2 \left(\frac{3\chi_1}{3 + \chi_1} \sin^2 \theta + \frac{3\chi_3}{3 + \chi_3} \cos^2 \theta \right). \quad (8.50)$$

Здесь E имеет смысл амплитуды поля, а множитель $1/2$ появляется в результате усреднения по периоду колебаний. Отсутствие зависимости от углов φ и γ является следствием принятого предположения $\chi_1 = \chi_2$. Уравнения движения получаются в результате подстановки полученных выражений K и U в уравнение Эйлера

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial(K-U)}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial(K-U)}{\partial q_i} = 0, \quad (8.51)$$

где q_i – углы φ , θ , γ , а $\dot{q}_i$ – соответствующие угловые скорости. Эта формула представляет собой систему трех уравнений движения частицы, на которую не действуют иные силы, кроме электромагнитных. Но частица испытывает воздействие со стороны молекул среды. Стохастическое уравнение броуновского вращения при отсутствии внешних полей имеет вид

$$I \frac{d\dot{q}_i}{dt} = -\xi \dot{q}_i + N(t), \quad (8.52)$$

где ξ – коэффициент вязкого трения, а $N(t)$ – случайный момент сил, возникающий в результате флуктуаций числа столкновений молекул. Он обладает следующими свойствами:

$$1) \langle N(t) \rangle = 0, \quad 2) \langle N(t)N(t') \rangle = F(N)\delta(t-t'), \quad (8.53)$$

где $\delta(t-t')$ – дельта-функция Дирака.

Неконсервативные силы, стоящие в правой части (8.52), должны быть подставлены в (8.51), после чего ее развернутый вид представляется следующей системой уравнений:

$$I \frac{d\dot{\varphi}}{dt} + \xi \dot{\varphi} = N_{\varphi}(t); \quad I \frac{d\dot{\gamma}}{dt} + \xi \dot{\gamma} = N_{\gamma}(t), \quad (8.54)$$

$$I \frac{d\dot{\theta}}{dt} - I \dot{\varphi} \dot{\gamma} \sin \theta + \xi \dot{\theta} + \frac{1}{2} m \sin 2\theta = N_{\theta}(t),$$

где $N_{\varphi, \theta, \gamma}(t)$ – соответствующие компоненты случайного момента сил, а через m здесь обозначена величина

$$m = 3\varepsilon_0 V E^2 (\chi_1 - \chi_3) \left[(3 + \chi_1)(3 + \chi_3) \right]^{-1}. \quad (8.54')$$

Формальное решение первого уравнения имеет вид

$$\dot{\phi}(t) = C e^{-\frac{\xi}{I}t} + e^{-\frac{\xi}{I}t} \int N_{\phi}(t) e^{\frac{\xi}{I}t} dt. \quad (8.55)$$

Но явный вид функции $N(t)$ неизвестен. Согласно (8.51), это последовательность знакопеременных некоррелированных импульсов с нулевым средним и случайными временами прихода, амплитудами и длительностями. Поэтому речь может идти лишь о некоторых статистических характеристиках, усредненных по времени. Ясно, что $\langle \dot{\phi} \rangle = 0$, поскольку под интегралом стоит знакопеременная функция с нулевым средним, а переходный член, являющийся решением однородного уравнения (8.54') с правой частью, равной нулю, при усреднении также обращается в нуль. Функция корреляции имеет вид

$$f(\tau) = \langle \dot{\phi}(t) \dot{\phi}(t - \tau) \rangle = F(N) e^{-\frac{\xi}{I}\tau}. \quad (8.56)$$

При ее определении использовано второе свойство (8.53) и теорема эргодичности. Для определения $F(N)$ можно использовать то, что при $\tau = 0$ функция корреляции принимает значение дисперсии случайной величины $\langle \dot{\phi}^2 \rangle$ и известное положение кинетической теории о том, что кинетическая энергия, приходящаяся на одну степень свободы, равна $kT/2$, то есть

$$\frac{1}{2} I \langle \dot{\phi}^2 \rangle = \frac{1}{2} kT \langle \dot{\phi}^2 \rangle.$$

С учетом этого окончательно получается

$$f(\tau) = \frac{kT}{I} e^{-\frac{\xi}{I}\tau}. \quad (8.57)$$

Величину I/ξ можно назвать временем «забывания» текущего состояния. Приведем оценку этого времени. Момент инерции шара равен $I = 8\pi R^5/15$, где R – радиус шара, а ρ – плотность составляющего его вещества. Для шара коэффициент вязкого трения ξ [кг·м²·с⁻¹] выражается через динамическую вязкость η формулой $\xi = 8\pi R^3 \eta$. Величина $B_{\omega} = 1/\xi$ называется вращательной подвижностью. Динамическая вязкость воздуха равна $18 \cdot 10^{-6}$ Па·с, а воды $0,8 \cdot 10^{-3}$ Па·с.

Полагая $R = 10^{-6}$ м, $\rho = 10^3$ кг/м, получим в воздухе $I/\xi = 4 \cdot 10^{-8}$ с. Для частиц с радиусом 10 мкм $I/\xi = 4 \cdot 10^{-6}$ с. В воде эти величины примерно на два порядка меньше. За время порядка 10^{-6} с частица, вращающаяся со средней угловой скоростью $\langle \dot{\phi} \rangle = \sqrt{kT/I}$, что составляет примерно 10^3 рад/с, повернется на угол $\sim 10^{-3}$ рад и далее может сменить направление движения по любой из трех координат.

Изложенное выше относительно обобщенной скорости $\dot{\phi}$ в равной мере справедливо для $\dot{\gamma}$. Поэтому можно сделать вывод, что броуновское вращение, по сути, вращением не является, а представляет собой мелкие хаотические повороты по разным направлениям. Это дает основание пренебречь в третьем уравнении системы (8.54) членом, содержащим произведение $\phi \dot{\gamma}$.

Перепишем третье уравнение (8.54) с учетом сделанного замечания, сделав подстановку $\Theta = 2\theta$ или $\Theta = 2(\theta + \pi/2)$, если m имеет отрицательное значение, полагая правую часть равной нулю:

$$I \frac{d\dot{\Theta}}{dt} + \xi \dot{\Theta} + |m| \sin \Theta = 0. \quad (8.58)$$

Это уравнение ничто иное, как уравнение движения маятника при наличии сопротивления среды. Отрицательное значение m равнозначно начальному сдвигу фазы колебаний и может не учитываться. В дальнейшем под m будем понимать положительное число, а знак модуля будем опускать.

В данном случае (8.58) описывает движение частицы, невозмущенное броуновским движением. Решение этого нелинейного уравнения требует применения численных методов, но при этом физическая картина явления теряет наглядность. Поэтому рассмотрим случай малых колебаний, когда $\sin \Theta$ можно заменить на Θ . В зависимости от соотношения между коэффициентами ξ/I и m/I имеется три варианта решения:

$$1) \quad \Theta(t) = C_1 e^{\delta_1 t} + C_2 e^{\delta_2 t} \quad \text{при} \quad \left(\left(\frac{\xi}{I} \right)^2 - 4 \frac{m}{I} \right) > 0; \quad (8.59a)$$

$$2) \quad \Theta(t) = (C_1 t + C_2) e^{-\frac{\xi}{2I} t} \quad \text{при} \quad \left(\left(\frac{\xi}{I} \right)^2 - 4 \frac{m}{I} \right) = 0; \quad (8.59б)$$

$$3) \quad \Theta(t) = C_1 e^{\delta_1 t} + C_2 e^{\delta_2 t} \quad \text{при} \quad \left(\left(\frac{\xi}{I} \right)^2 - 4 \frac{m}{I} \right) < 0, \quad (8.59в)$$

$$\text{где} \quad s_{1,2} = \frac{-\frac{\xi}{I} \pm \sqrt{\left(\frac{\xi}{I}\right)^2 - 4\frac{m}{I}}}{2}. \quad (8.60)$$

Вариант *a* соответствует случаю преобладания сил трения над моментом сил, создаваемым электрическим полем. Для оценки соотношения между этими силами приведем следующий пример. Возьмем шарик из одноосного кристалла исландского шпата, у которого имеется значительная разница между показателями преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей $n_0 = 1,55$, $n_e = 1,48$. Разность между главными значениями тензора диэлектрической восприимчивости $\chi_1 - \chi_3 = n_e^2 - n_0^2 = -0,21$. Отметим, что $\chi = \varepsilon - 1$, а $\varepsilon = n^2$, где ε – диэлектрическая проницаемость. Радиус шарика положим равным одному микрону. Возьмем динамическую вязкость соответствующей воздушной среде, а напряженность поля E положим равной 10^4 В/м. Тогда вычисления дают примерно следующие величины: $\xi/I = 5 \cdot 10^6$, $m/I = 10^3$. Поскольку $\xi/I \gg m/I$, формулу (8.60) можно записать в следующем виде:

$$s_{1,2} = \frac{-\frac{\xi}{I} \pm \frac{\xi}{I} \left(1 - 2\frac{mI}{\xi^2}\right)}{2}.$$

Тогда решение (8.59а) можно представить формулой

$$\Theta(t) = C_1 e^{-\frac{m}{\xi}t} + C_2 e^{-2\frac{\xi}{I}t}. \quad (8.61)$$

Произвольные константы определяются, если принять, что в момент времени $t = 0$ угол $\Theta = \Theta_0$, а $d\Theta/dt = \dot{\Theta}_0$. Это дает следующий результат:

$$C_1 + C_2 = \Theta_0, \quad C_1 = (\Theta_0 + \dot{\Theta}_0 I / 2\xi) \left(1 - mI / 2\xi^2\right)^{-1}.$$

При $I / 2\xi \ll 1$ и $mI / 2\xi^2 \ll 1$ $C_1 \cong \Theta_0$, а второй член в правой части (8.60) оказывается пренебрежимо малым, и окончательно решение (8.59а) запишется как

$$\theta(t) = \theta_0 e^{-\lambda^* t}, \quad (8.62)$$

где $\lambda^* = m/\xi$. Здесь учтена подстановка $\Theta = 2\theta$. Если коэффициент

вязкого трения и объем шарообразной частицы, входящий в m , выразить через ее радиус, то выражение для λ^* принимает следующий вид:

$$\lambda^* = \frac{3\varepsilon_0 |\chi_1 - \chi_2| E^2}{2\eta(3 + \chi_1)(3 + \chi_3)}. \quad (8.63)$$

Величина λ^* характеризует скорость приближения угла θ после включения поля к нулевому значению, соответствующему минимуму потенциальной энергии. Из (8.63) ясно, что решение (8.59а) соответствует случаю слабого поля или большой динамической вязкости среды, в которой находится частица.

Решение (8.59б), используя соотношение $(\xi/I)^2 - 4m/I = 0$, можно записать в виде

$$\theta(t) = \theta_0(1 - 2\lambda^* t)e^{-2\lambda^* t}. \quad (8.64)$$

Уравнение (8.64) так же, как и (8.62), описывает аperiодический процесс, но в этом случае частица может «проскочить» по инерции равновесное положение $\theta = 0$, а затем плавно возвратиться к нему.

В случае (8.59в) решение описывает затухающие колебания, так как в (8.60) s_1, s_2 становятся комплексными. Это решение, при тех же начальных условиях, можно представить в следующем виде:

$$\theta(t) = \theta_0 e^{-\frac{\xi}{2I}t} \sin(\omega t + \varphi), \quad (8.65)$$

где

$$\omega = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4m}{I} - \left(\frac{\xi}{I}\right)^2}, \quad \varphi = \arctg\left(\frac{\xi}{2\omega I}\right).$$

Формула (8.65) описывает поведение частицы в сильном поле, когда выполняется условие

$$4m/I > (\xi/I)^2.$$

Если вернуться к примеру с шариком из исландского шпата и воспользоваться определением (8.54'), то можно оценить величину напряженности поля, при котором выполняется это условие. По порядку величины она оказывается равной 10^8 В/м. В электромагнитной волне такая напряженность соответствует интенсивности около 10^{10} Вт/см². Интенсивности такого порядка достигаются в сверхкоротких лазерных

импульсах, длительность которых много меньше характеристического времени становления ориентации $2\xi/I$. В постоянном электрическом поле, в сухом воздухе, пробой наступает при напряженности порядка 10^6 В/м. В диэлектрической жидкости эта величина может быть больше, но в жидкостях намного больше вязкость. Поэтому в электрооптических экспериментах время установления стационарной ориентации определяется величиной $1/\lambda^*$, которая, как видно из (8.63), при известной вязкости зависит только от вида тензора диэлектрической восприимчивости.

Использование постоянного напряжения вместо электромагнитной волны не вносит принципиальных изменений в приведенные выше формулы. Нужно только помнить о частотной зависимости тензора диэлектрической восприимчивости и убрать множитель $1/2$ из выражения (8.50) для потенциальной энергии.

Под ориентацией сферической анизотропной частицы следует понимать ориентацию ее оптической оси в определенном направлении. При этом должен достигаться минимум потенциальной энергии. Следовательно, первая производная $\frac{dU}{d\theta}$ от выражения (8.50) должна обратиться

в нуль, а вторая производная должна быть больше нуля:

$$\frac{dU}{d\theta} = -\frac{1}{2}\varepsilon_0 V E^2 \frac{3(\chi_1 - \chi_3)}{(3 + \chi_1)(3 + \chi_3)} \sin 2\theta, \quad (8.66)$$

$$\frac{d^2U}{d\theta^2} = -\varepsilon_0 V E^2 \frac{3(\chi_1 - \chi_3)}{(3 + \chi_1)(3 + \chi_3)} \cos 2\theta.$$

В нуль первая производная обращается при $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$. Знак второй производной зависит от соотношения между χ_1 и χ_3 . Если $\chi_1 = \chi_2 < \chi_3$ ($n_e < n_o$), то минимум достигается при $\theta = 0$. Частица ориентируется оптической осью вдоль направления электрического вектора поля. В противоположном случае оптическая ось ориентируется поперек поля с произвольным положением по углу ϕ .

Аналогично этому ориентируются осью вращения эллипсоиды из изотропного диэлектрика. Вытянутые эллипсоиды вращения ориентируются осью (большим диаметром) вдоль поля, а сфероиды ориентируются осью вращения (меньшим диаметром) поперек поля. Тензорный

характер диэлектрической восприимчивости в данном случае определяется формой частиц. Из соображений симметрии ясно, что тензор диэлектрической восприимчивости диагонален в системе координат, совпадающей с направлением главных осей эллипсоида. То же относится и к главным значениям тензора инерции. Выделенным направлением является ось вращения. Два других взаимно ортогональных направления могут быть взяты произвольно. Диаметр эллипсоида вдоль этих направлений обозначим как $2a$, а диаметр вдоль оси вращения как $2c$. Тогда моменты инерции при вращении вокруг направлений, перпендикулярных оси эллипсоида, выразятся формулой $I_1 = I_2 = M(a^2 + c^2)/5$, а при вращении вокруг оси $I_3 = 2Ma^2/5$, где $M = \frac{4}{3}\pi a^2 c \rho$ – масса частицы.

В данном случае требуется описание движения симметрического волчка. Его кинетическая энергия описывается формулой

$$K = \frac{I_1}{2}(\dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta + \dot{\theta}^2) + \frac{I_3}{2}(\dot{\varphi} \cos \theta + \dot{\gamma})^2. \quad (8.67)$$

Для нахождения потенциальной энергии волчка в электрическом поле нужно подставить в формулу (8.45) соответствующее значение дипольного момента.

В однородном изотропном эллипсоиде поле внутри частицы, в подвижной системе координат, оси которой совпадают с осями эллипсоида, равно

$$E_n = \frac{E'_{0,n}}{1 + \kappa_n \chi}, \quad (8.68)$$

где $\chi = \varepsilon - 1$, ε – диэлектрическая проницаемость вещества частицы; κ_n – формфакторы.

Дальнейшие действия по отысканию потенциальной энергии частицы аналогичны процедуре, описанной выше (см. (8.48), (8.49)). (Заметим, что в (8.68) при χ нет индекса, так как диэлектрическая восприимчивость вещества частицы предполагается скалярной.) В результате получим

$$U = -\frac{1}{2}\varepsilon_0 V E^2 \left(\frac{\chi}{1 + \kappa_{1,2}\chi} \cos^2 \theta + \frac{\chi}{1 + \kappa_3\chi} \sin^2 \theta \right). \quad (8.69)$$

Обратим внимание на разное расположение функций синуса и косинуса в (8.50) и (8.69). Это следствие разных механизмов возникновения дипольного момента у частиц. Но если предположить, что в (8.47) $\chi_n = \chi$ и поделить числитель и знаменатель на 3, то можно видеть, что формулы оказываются идентичными. Для однородного изотропного шара получается, что $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_3 = 0,333$. Разумеется, в этом случае не возникает никакого ориентирующего момента сил, так как $dU/d\theta \equiv 0$. В общем случае формфакторы выражаются через β – отношение большой полуоси к малой – следующими формулами:

- для вытянутых эллипсоидов

$$\begin{aligned}\kappa_{1,2} &= \frac{1}{\beta^2 - 1} \left[\frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \ln(\beta + \sqrt{\beta^2 - 1}) - 1 \right], \\ \kappa_3 &= \frac{\beta}{2(\beta^2 - 1)} \left[\beta - \frac{1}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \ln(\beta + \sqrt{\beta^2 - 1}) \right];\end{aligned}\quad (8.70)$$

- для сплюснутых эллипсоидов

$$\begin{aligned}\kappa_{1,2} &= \frac{\beta^2}{\beta^2 - 1} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \arcsin\left(\frac{\sqrt{\beta^2 - 1}}{\beta}\right) \right], \\ \kappa_3 &= \frac{1}{2(\beta^2 - 1)} \left[\frac{\beta^2}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \arcsin\left(\frac{\sqrt{\beta^2 - 1}}{\beta}\right) - 1 \right].\end{aligned}\quad (8.71)$$

Значения формфакторов для различных β приведены в табл. 8.1.

Таблица 8.1

**Значения формфакторов эллипсоидальных частиц
при ориентации в электрическом поле**

Вытянутые эллипсоиды								
β	1	1,1	1,5	2	3	5	10	∞
$\kappa_{1,2}$	0,333	0,310	0,233	0,174	0,109	0,056	0,020	0
κ_3	0,333	0,345	0,383	0,413	0,446	0,472	0,490	0,5
Сплюснутые эллипсоиды (сфероиды)								
$\kappa_{1,2}$	0,333	0,347	0,446	0,527	0,635	0,751	0,860	1
κ_3	0,333	0,320	0,277	0,236	0,182	0,125	0,070	0

Имея выражение (8.67) для кинетической энергии и (8.69) для потенциальной, можно составить уравнения движения. При этом вспомним, что особенности броуновского вращения приводят к результатам, которые аналогичны вышеописанным. В данном случае нужно только внести соответствующие поправки в величины, определяющие характеристическое время I/ξ . В качестве I нужно брать величину $I_{1,2} = M(a^2 + c^2)/5$. Коэффициент вязкого трения для сильно сплюснутых эллипсоидов ($a \gg c$), при вращении вокруг оси a , можно оценить по формуле

$$\xi_c = 32 \eta a^3/3.$$

В табл. 8.2 приведено отношение $\xi_a/\xi_{ш}$ коэффициентов вязкого трения вытянутых эллипсоидов ($a < c$) с размером малой полуоси a и шара с радиусом $R = a$ при вращении эллипсоидов вокруг малой оси в зависимости от отношения большой оси эллипсоида к малой ($\beta = c/a$).

Таблица 8.2

**Коэффициент вязкого трения вытянутых эллипсоидов
при вращении вокруг малой оси**

β	2	3	4	5	6
$\xi_a/\xi_{ш}$	3,0	7,0	13,5	23,1	36,4

Кроме того, (8.63) нужно записать в форме, соответствующей изотропным эллипсоидам вращения:

$$\lambda^* = \varepsilon_0 \frac{4\pi a^2 c |\kappa_{1,2} - \kappa_3| \chi^2 E^2}{3\xi_{c,a} (1 + \kappa_{1,2}\chi)(1 + \kappa_3\chi)}. \quad (8.72)$$

Итак, мы установили, что частица, на которую действует квазимонохроматическая электромагнитная волна или постоянное электрическое поле, стремится занять такое положение, при котором ее потенциальная энергия минимальна. Формулы (8.62), (8.64), (8.65) описывают, как протекает процесс ориентации во времени. Тепловое движение молекул среды будет периодически выводить частицу из положения равновесия. Если имеется некая совокупность из N частиц, то в ней установится динамическое равновесие между ориентирующими электрическими силами электрического поля и дезориентирующим действием молекулярного движения. В соответствии с распределением Больцмана вероятность попадания оси частицы в телесный угол $d\Omega(\theta, \phi) = \sin\theta d\theta d\phi$ n частиц за-

пишется как

$$w(\theta)d\Omega = Ce^{-\Delta U/kT} \sin\theta d\theta d\phi, \quad (8.73)$$

где θ – угол отклонения от равновесного положения (0 или 90° от направления вектора $\mathbf{E}$), а ϕ – угол, отсчитываемый в плоскости, перпендикулярной этому направлению от 0 до 2π .

В случае шара из анизотропного диэлектрика из (8.66) следует

$$\Delta U = -\int_0^\theta dU = \frac{1}{2}\varepsilon_0 V E^2 \frac{3|\chi_{1,2} - \chi_3|}{(3 + \chi_1)(3 + \chi_3)} \sin^2 \theta. \quad (8.74)$$

Знак минус ставится, потому что для приведения частицы в это состояние требуется работа внешних сил. Для эллипсоида из изотропного диэлектрика

$$\Delta U = \frac{1}{2}\varepsilon_0 V E^2 \frac{|\kappa_{1,2} - \kappa_3|\chi^2}{(1 + \kappa_{1,2}\chi)(1 + \kappa_3\chi)} \sin^2 \theta. \quad (8.75)$$

Введем следующие обозначения:

$$\Delta U/kT = \zeta^2 (1 - \cos^2 \theta), \quad \zeta^2 \cos^2 \theta = y^2. \quad (8.76)$$

Здесь ζ^2 – множитель перед $\sin^2 \theta$ в формуле (8.74).

Нормировочный множитель в (8.73) находится из условия равенства единице вероятности того, что оптическая ось частицы занимает какое-либо положение в пределах телесного угла 4π :

$$1 = C\zeta^{-1} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\zeta e^{y^2} dy.$$

Соответственно получаем распределение по углам ориентации θ и ϕ :

$$w(\theta, \phi)d\Omega = \zeta \left[2\pi \int_0^\zeta e^{y^2} dy \right]^{-1} e^{y^2} \sin\theta d\theta d\phi. \quad (8.77)$$

Для определения доли частиц, ориентированных в телесный угол $\bar{n} \Delta\Omega$, где $\bar{n}$ – единичный вектор направления, нужно взять двойной интеграл от (8.77) в соответствующих пределах.

Если интерес представляет только распределение по θ безотносительно к направлению ϕ , то выражение для плотности вероятности $w(\theta)$

представляется формулой

$$w(\theta) = e^{\zeta^2 \cos^2 \theta} \left[\int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{\zeta^2 \cos^2 \theta} d\theta \right]^{-1}. \quad (8.78)$$

Вид этого распределения для некоторых значений ζ (отношение электрической энергии к энергии теплового движения молекул среды) показан на рис. 8.10. При $\zeta \rightarrow 0$ (малые напряженности электрического поля) $w(\theta) \rightarrow 1/\pi$, т.е. стремится к равновероятному распределению по углам ориентации.

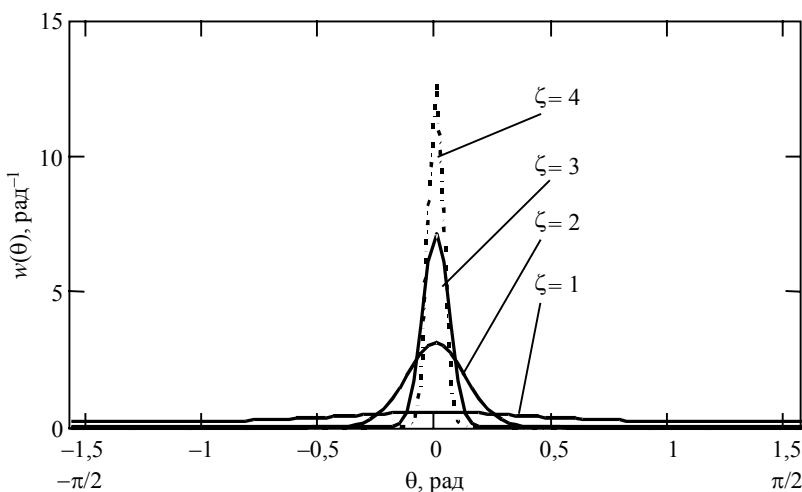


Рис. 8.10. Вид распределения (8.54) для серии значений параметра ζ

8.4. Влияние постоянного электрического поля на поляризацию рассеянного света аэрозолями

При анизотропии тензора диэлектрической восприимчивости направление индуцированного полем дипольного момента в общем случае не совпадает с направлением вектора поля. Вследствие этого возникает момент сил, стремящийся повернуть частицу таким образом, чтобы потенциальная энергия диполя была минимальна. Броуновское вращение случайным образом выводит частицу из состояния равновесия. В результате действия этих факторов в ансамбле частиц устанавливается

некоторое распределение направлений дипольных моментов по углу, отсчитываемому от направления электрического вектора поля (см. (8.76) и (8.77)).

Рассмотрим, как ориентация сказывается на рассеянии оптического излучения при воздействии на частицы постоянного электрического поля. При этом ориентирующим действием световой волны пренебрегаем. То есть рассматриваем рассеяние света малой интенсивности или довольно мощного импульсного излучения с малой длительностью импульсов и большой скважностью.

Поле, возникающее при рассеянии плоской электромагнитной волны на частице, может быть описано интегральным уравнением

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}} + k^2 \int_V \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \hat{U}(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}', \quad (8.79)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ – напряженность электрического поля в точке, заданной радиус-вектором $\mathbf{r}$, который соединяет некоторую произвольную точку внутри частицы, принятую за начало системы координат, с точкой, в которой определяется поле. Интегрирование ведется по объему частицы.

Первый член в правой части представляет падающую плоскую волну с волновым вектором $\mathbf{k}_0$, а второй – волну с волновым вектором $\mathbf{k}$, возникающую в результате рассеяния. Входящие под знак интеграла обозначения имеют следующий смысл: $\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – тензорная функция Грина для свободного пространства, удовлетворяющая следующим уравнениям:

$$\text{rot}_r \text{rot}_r \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - k^2 \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \hat{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (8.80)$$

$$\nabla_r \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 0, \text{ если } \mathbf{r} \neq \mathbf{r}',$$

где $\hat{I}$ – единичный тензор; $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ – дельта-функция Дирака.

Функция Грина описывает поведение волны, излученной точечным источником, и имеет следующий вид:

$$\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = (\hat{I} + k^{-2} \nabla \otimes \nabla) \frac{e^{i\mathbf{k}[\mathbf{r} - \mathbf{r}']}}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (8.81)$$

Здесь значком $\otimes$ обозначено диадное $(\nabla^T \nabla)$ произведение вектор-оператора набла; $\hat{U}(\mathbf{r})$ – тензор с компонентами

$$\hat{U}_{mn} = \hat{\varepsilon}_{mn}(\mathbf{r}, \omega) + i\hat{\sigma}_{mn}(\mathbf{r}, \omega)/\omega - \hat{\delta}_{mn}, \quad (8.82)$$

где $\hat{\varepsilon}_{mn}$ – тензор относительной диэлектрической проницаемости; $\hat{\sigma}_{mn}$ – тензор проводимости на оптической частоте ω ; δ_{mn} – символ Кронекера.

На расстояниях, удовлетворяющих условиям

$$rk \gg 1 \quad \text{и} \quad r \gg a,$$

где a – размер частицы, можно перейти к пределу $r \rightarrow \infty$ и переписать уравнение (8.79) в следующем виде:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 e^{ik_0 r} + \mathbf{T}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (8.83)$$

где

$$\mathbf{T}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = \left(\mathbf{I} - \frac{1}{k^2} \mathbf{k} \otimes \mathbf{k} \right) \frac{k^2}{4\pi} \int_V d^3 \mathbf{r}' e^{-ikr'} \hat{U}(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}'). \quad (8.84)$$

Эта величина называется амплитудой рассеяния. Волновой вектор $\mathbf{k}$ направлен вдоль радиус-вектора $\mathbf{r}$. Множитель в скобках обеспечивает поперечность колебаний векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ относительно направления распространения рассеянного излучения. Все величины определены в системе координат, ось z которой направлена вдоль $\mathbf{k}$; $\mathbf{I}$ – единичная матрица.

Вследствие линейности уравнений Максвелла амплитуду рассеяния можно представить как линейную комбинацию поля падающей волны

$$\mathbf{T}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) = (k^2 \mathbf{I} - \mathbf{k} \otimes \mathbf{k}) \hat{\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0) \mathbf{E}_0^{(k)}, \quad (8.85)$$

где верхний индекс при векторе $\mathbf{E}_0$ означает, что поле падающей волны по-прежнему определено в системе координат, связанной с рассеянной волной; $\hat{\beta}$ – тензор рассеяния, для отыскания которого нужно знать поле внутри частицы, то есть решить уравнение (8.79). Для небольших оптически неплотных частиц поле внутри частицы практически совпадает с полем плоской волны $\mathbf{E}_0 \exp(ik_0 \mathbf{r})$. В этом случае тензор рассеяния принимает вид

$$\hat{\beta} = \frac{1}{4\pi} \int_V \hat{U}(\mathbf{r}', \omega) e^{i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}'} d^3 \mathbf{r}'. \quad (8.86)$$

В экспериментальных исследованиях поляризационных характеристик оптического излучения, рассеянного атмосферными аэрозолями в направлении назад, нередко наблюдалась существенная трансформация параметров Стокса по отношению к поляризации излучения источника. Значительная деполяризация отмечалась уже в ранних работах по лазерному зондированию атмосферы. При измерении всех параметров Стокса рассеянного излучения наблюдалось также появление эллиптичности и повороты плоскости преимущественной поляризации при облучении среды линейно-поляризованным светом.

Если деполяризация рассеянного света может быть объяснена рассеянием на хаотически ориентированных несферических частицах, то появление поворотов плоскости преимущественной ориентации и эллиптичности может иметь место только при наличии некоторой упорядоченности в ориентации оптически анизотропных частиц. Статическое электрическое поле может выступать в качестве ориентирующего фактора. Исследование зависимости поляризации рассеянного излучения от величины электрического поля представляет интерес для интерпретации результатов экспериментов по рассеянию света. Кроме того, как будет показано ниже, подобные исследования открывают новые возможности для определения параметров, характеризующих анизотропию поляризованности в статическом поле и на частотах оптического излучения. Совместно с изучением релаксации электрооптического отклика они позволяют получить информацию о тензоре поляризованности, форме и размерах частиц.

В качестве иллюстрации высказанных положений проведем анализ результатов эксперимента, в котором выбор объекта исследований – частиц морской соли – определялся необходимостью объяснения значительной деполяризации излучения, отмеченной в лидарных исследованиях морского аэрозоля. Объяснение обнаруженной в этих исследованиях деполяризации несферичностью частиц выглядело неудовлетворительным, так как из микрофизических данных вытекало, что аэрозоль, образованный в результате кристаллизации капель раствора, в значительной степени изометричен. В то же время в литературе имелись сведения о наличии электрооптического эффекта у частиц NaCl. Поэтому представляло интерес оценить возможную роль оптической анизотропии частиц и ориентирующего действия электрического поля Земли на поляризационные характеристики рассеянного в направлении назад излучения.

Методика и результаты измерений. Аэрозоль получался в результате разбрызгивания в камере искусственных туманов капель раствора морской соли. Концентрация раствора составляла 3,5 %, что соответствует солености вод океанов. Частицы после кристаллизации представляли собой компактные изометричные агрегаты диаметром 1–15 мкм.

Электрическое поле создавалось наложением регулируемого постоянного напряжения на пластины из листового алюминия размером 1×10 м. Расстояние между пластинами составляло 0,5 м. Напряженность поля могла изменяться от нуля до $4 \cdot 10^4$ В/м.

Линейно-поляризованное излучение лазера с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм, длительностью импульса 15 нс, частотой повторения 12,5 Гц и мощностью 1 МВт направлялось вдоль продольной оси конденсатора. При среднем диаметре пучка 1,5–2 см можно считать, что электрическое поле в пределах рассеивающего объема вполне однородно. При указанных мощности и диаметре пучка напряженность поля в лазерном излучении имеет порядок 10^6 В/м.

На приемник попадало излучение, рассеянное в интервал углов $176,5\text{--}177,5^\circ$. Для проведения поляризационных измерений в приемный канал вводилась призма Глана – Томсона. Параллельно оптическим измерениям проводился отбор проб аэрозоля с последующим микроскопическим анализом формы и размеров частиц.

Измерялись интенсивности параллельного $I_{||}$ и ортогонального $I_{\perp}$ по отношению к вектору $\mathbf{E}_0$ падающего излучения, компонентов рассеянной волны как функции напряженности статического поля $\mathbf{E}$. Интенсивность рассеянного излучения измерялась в долях интенсивности падающего. Были реализованы два варианта измерений.

В а р и а н т 1. $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{E}$ – векторы напряженности падающего излучения и статического поля взаимно параллельны.

В а р и а н т 2. $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}$ – векторы напряженности падающего излучения и статического поля взаимно перпендикулярны.

Результаты измерений представлены на рис. 8.11. Кривые с разными номерами соответствуют различным интервалам времени, отсчитанным от момента запуска аэрозоля в камеру.

Как следует из представленного материала, интенсивность $I_{\perp}$ в вариантах 1 и 2 имеет единообразный характер зависимости от напряженности статического поля, проявляющийся наличием максимума при некоторой напряженности поля $\mathbf{E}$. Отмечается тенденция сдвига максимума в сторону меньших $\mathbf{E}$ по мере увеличения времени от момента запуска

аэрозоля. Ход интенсивности $I_{||}$ зависит от реализации вариантов 1 или 2. В первом случае имеет место монотонное возрастание по мере роста напряженности $\mathbf{E}$, во втором с ростом $\mathbf{E}$ интенсивность убывает.

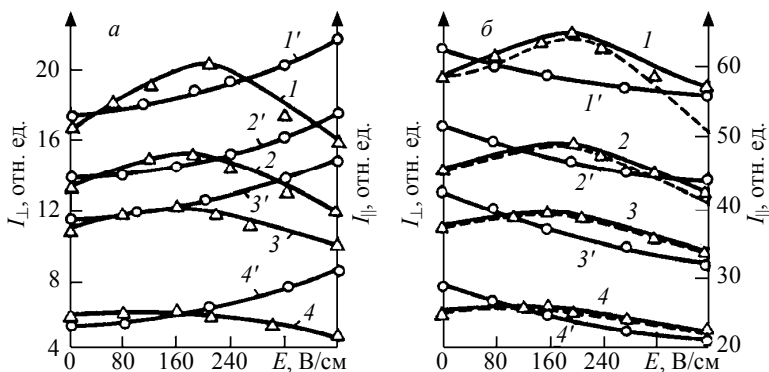


Рис. 8.11. Экспериментальная зависимость интенсивностей $I_{\perp}$ (Δ) и $I_{||}$ ($\circ$); рассеянного в направлении назад излучения от напряженности электрического поля $\mathbf{E}$: *a* – случай $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{E}$ – электрический вектор линейно-поляризованного лазерного излучения параллелен вектору напряженности статического электрического поля; *б* – случай $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}$ – электрический вектор линейно-поляризованного лазерного излучения перпендикулярен вектору напряженности статического электрического поля. Пунктирные линии – теоретический расчет

Физическая модель. Для интерпретации полученных результатов примем, что аэрозоль состоит из сферических анизотропных частиц. В модели исключается возможность ориентирующего действия со стороны падающего излучения, так как оно представляет собой очень короткие импульсы с большой скважностью. Если обратиться к формуле (8.63), можно убедиться, что при $E = 10^6$ В/м время установления ориентации $1/\lambda^* \sim 10^{-5}$ с, в то время как длительность импульса $\sim 10^{-8}$ с. К этому можно добавить, что время релаксации после выключения поля на несколько порядков меньше промежутка времени между импульсами.

На тензор диэлектрической восприимчивости наложим условия, равнозначные предположению одноосности частиц как на низких, так и на оптических частотах. Главные значения тензора диэлектрической восприимчивости в постоянном поле подчиняются условию

$$\chi'_1 = \chi'_2 = \chi'_\perp, \quad \chi'_3 = \chi'_\parallel. \quad (8.87)$$

Аналогичные условия наложим на тензор диэлектрической восприимчивости на частоте оптического излучения:

$$\chi_1'' = \chi_2'' = \chi_{\perp}'', \quad \chi_3'' = \chi_{\parallel}'' . \quad (8.88)$$

Будем считать, что направления $\chi_{\parallel}'$ и $\chi_{\parallel}''$ совпадают. В остальном соотношения между компонентами тензоров χ_{ij}' и χ_{ij}'' могут быть произвольными. Тензор (8.82) запишем в следующем виде:

$$\hat{U}_{nm}'' = \varepsilon_{nm}'' + i\sigma''/\omega - \delta_{nm} = \chi_{nm}'' . \quad (8.89)$$

Далее предположим, что волновой вектор падающей волны направлен вдоль положительного направления оси y_0 выбранной системы координат. Вектор напряженности постоянного поля $\mathbf{E}$ направлен вдоль положительного направления оси z_0 , а электрический вектор падающей волны, по условиям эксперимента, направлен либо вдоль оси z_0 , либо вдоль x_0 . Положение главных осей тензора диэлектрической восприимчивости частицы определяется углами Эйлера φ , θ , γ . При этом θ – угол, образованный осью z_0 и оптической осью частицы, совпадающей с направлениями $\chi_{\parallel}'$, $\chi_{\parallel}''$. Угол γ определяет поворот вокруг оптической оси, вследствие чего тензор инвариантен относительно этого вращения, а компоненты рассеянной волны не зависят от γ .

В соответствии с формулами (8.83) – (8.86) электрический вектор рассеянного излучения может быть определен формулой

$$\mathbf{E}(r) = \frac{1}{4\pi r} \hat{K} \hat{M} \hat{L}^{-1} \hat{\beta} \hat{L} \mathbf{E}_0 \exp\{i(\omega t - (\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})\mathbf{r})\} . \quad (8.90)$$

Смысл этой записи следующий. Согласно (8.84), для нахождения тензора рассеяния необходимо найти поле внутри частицы. Поле внутри однородного анизотропного шара определяется формулой

$$E_n = E_n^{(0)} - \frac{1}{3} \chi_{nm} E_m .$$

В системе координат, где $\chi_{nm} = \chi_n \delta_{nm}$, решение упрощается и имеет вид

$$E_n' = \frac{3E_n^{(0)}}{3 + \varepsilon_0 \chi_n} , \quad E_n' = \frac{3E_n'^{(0)}}{3 + \chi_n} . \quad (8.91)$$

Штрихи означают, что вектор E записан в системе координат, где тензор диэлектрической восприимчивости диагонален. Тогда в принятом выше приближении тензор в формуле (8.90) с учетом (8.91) имеет вид

$$\hat{\beta} = \frac{3V\varepsilon_0\chi_n''}{4\pi(3 + \chi_n'')} \delta_{nm} e^{i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})\mathbf{r}}, \quad (8.92)$$

где V – объем частицы.

Оператор $\hat{L}$ в (8.90) представляет собой матрицу вида (8.43). Он преобразует в штрихованную систему координат (рис. 8.9) компоненты вектора E_0 , имеющего в системе координат (x_0, y_0, z_0) компоненты $(E_x, 0, 0)$ или $(0, 0, E_z)$. Обратное преобразование $\hat{L}^{-1}$ преобразует полученный вектор в исходную систему координат, а оператор $\hat{M}$ преобразует его в систему координат, связанную с рассеянным излучением. Оператор $\hat{K} = k^2 \mathbf{I} - \mathbf{k} \otimes \mathbf{k}$.

В выбранном для анализа эксперименте рассматривается рассеяние в направлении назад. Нетрудно убедиться в том, что для преобразования исходной правовинтовой системы координат $\mathbf{e}_x^{(0)} \times \mathbf{n}_y^{(0)} = \mathbf{e}_z^{(0)}$, где $\mathbf{n}_y^{(0)} = \mathbf{k}_0/|\mathbf{k}_0|$, в правовинтовую систему $\mathbf{e}_x \times \mathbf{n}_y = \mathbf{e}_z$, где $\mathbf{n}_y = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$, $\mathbf{k} = -\mathbf{k}_0$, оператор $\hat{M}$ должен иметь вид диагональной матрицы с элементами $(-1, -1, 1)$. Оператор $\hat{K}$ имеет вид диагональной матрицы с элементами $(k^2, 0, k^2)$.

Из (8.90) с учетом сделанных замечаний получаются выражения для компонента вектора E , параллельного вектору E_0 падающей волны:

$$1) E_0 \parallel \mathbf{E} \quad E_{\parallel} = \frac{k^2}{r} (\beta_{\parallel} \cos^2 \theta + \beta_{\perp} \sin^2 \theta) E_0 e^{i(\omega t - 2rk)}; \quad (8.93)$$

$$2) E_0 \perp \mathbf{E} \quad E_{\parallel} = \frac{k^2}{r} [(\beta_{\perp} \cos^2 \theta + \beta_{\parallel} \sin^2 \theta) + \beta_{\perp} \sin^2 \varphi] E_0 e^{i(\omega t - 2rk)}. \quad (8.94)$$

Компонент $E_{\perp}$ и в первом и во втором варианте дается выражением

$$E_{\perp} = \mp \frac{k^2}{r} (\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}) \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos \varphi E_0 e^{i(\omega t - 2rk)}, \quad (8.95)$$

где знак минус соответствует первому случаю.

Вышеприведенные формулы определяют векторы напряженности излучения, рассеянного одной частицей, положение оси которой определено углами θ и ϕ . Интенсивность излучения рассеянного N частицами находится вычислением следующих величин:

$$I_{\perp} = \varepsilon_0 c \left\langle \sum_{i=1}^N E_{\perp i} E_{\perp i}^* \right\rangle, \quad I_{\parallel} = \varepsilon_0 c \left\langle \sum_{i=1}^N E_{\parallel i} E_{\parallel i}^* \right\rangle, \quad (8.96)$$

где c – скорость света. Усреднение по углам ориентации производится в соответствии с распределением (8.77):

$$w(\theta, \phi) d\Omega = \zeta \left[2\pi \int_0^{\zeta} e^{y^2} dy \right]^{-1} e^{y^2} \sin \theta d\theta d\phi, \quad (8.97)$$

где

$$y = \zeta \cos \theta, \quad \zeta = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 |\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}|}{kT}} \mathbf{E}, \quad \alpha_{\perp} = \frac{3\chi'_{\perp}}{3 + \chi'_{\perp}} V, \quad \alpha_{\parallel} = \frac{3\chi'_{\parallel}}{3 + \chi'_{\parallel}} V. \quad (8.98)$$

Если предположить, что частицы одинаковы, а их концентрация равна N (м^{-3}), то усреднение дает следующую зависимость интенсивности, отнесенной к единице рассеивающего объема, от напряженности постоянного поля $\mathbf{E}$, а точнее, – от параметра ζ :

$$1) \mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{E}; \quad I_{\parallel}(\zeta) = B \left\{ |\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}|^2 [F_2 - F_1] + |\beta_{\parallel}|^2 F_1 + |\beta_{\perp}|^2 [1 - F_1] \right\}, \quad (8.99)$$

$$2) \mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}; \quad I_{\parallel}(\zeta) = B \left\{ |\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}|^2 \left[\frac{3}{8} F_2 - \frac{1}{4} F_1 - \frac{1}{8} \right] + \frac{|\beta_{\parallel}|^2}{2} [1 - F_1] + \frac{|\beta_{\perp}|^2}{2} [1 + F_1] \right\}. \quad (8.100)$$

Интенсивность кроссполаризованного компонента в обоих вариантах представляется выражением

$$I_{\perp}(\zeta) = B |\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}|^2 [F_1 - F_2], \quad (8.101)$$

где

$$B = N k^4 \varepsilon_0 c \langle E_0 \rangle^2 [16\pi r^2]^{-1}.$$

Безразмерные функции $F_1(\zeta)$ и $F_2(\zeta)$ определяются формулами

$$F_1(\zeta) = \int_0^{\zeta} e^{y^2} y^2 dy \left[\zeta^2 \int_0^{\zeta} e^{y^2} dy \right]^{-1}; \quad (8.102)$$

$$F_2(\zeta) = \int_0^{\zeta} e^{y^2} y^4 dy \left[\zeta^4 \int_0^{\zeta} e^{y^2} dy \right]^{-1}. \quad (8.103)$$

На рис. 8.12 представлен вид этих функций и их разность. Максимум разности имеет место при $\zeta = 1,45$. Вид зависимости кроссполаризованного компонента от $\zeta(\mathbf{E})$ (8.101) определяется исключительно упомянутой разностью.

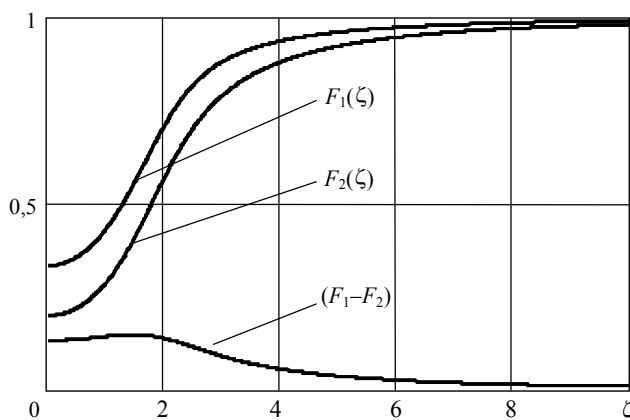


Рис. 8.12. Вид безразмерных функций $F_1(\zeta)$, $F_2(\zeta)$ и их разность

Наличие максимума дает возможность по экспериментальному значению $\mathbf{E}_{\max}$ найти масштабный множитель в (8.98), связывающий ζ и $\mathbf{E}$. Это позволяет оценить модуль разности главных значений тензора $\hat{\alpha}$:

$$|\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}| = 2,1kT / \varepsilon_0 E_{\max}. \quad (8.104)$$

Расчеты показали, что для рассматриваемого случая $|\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}| = 2-6 \cdot 10^{-18} \text{ м}^3$. Большие значения соответствуют более поздним от запуска аэрозоля моментам времени. Это свидетельствует о трансформа-

ции микрофизических характеристик аэрозоля. Из определения (8.98) ясно, что рост этой величины может происходить либо за счет укрупнения частиц, либо из-за увеличения анизотропии диэлектрической восприимчивости вследствие какой-то перестройки внутренней структуры агрегатов. Последнее кажется более вероятным, так как крупные частицы с течением времени выходят за пределы рассеивающего объема вследствие оседания, о чем свидетельствовали данные микрофизического анализа.

На рис. 8.11, б пунктирными линиями показаны расчетные зависимости $I_{\perp}(\mathbf{E})$. Сопоставление проведено путем взаимной нормировки экспериментальных и расчетных величин при нулевом значении статического поля. Это означает, что в формуле (8.101) принималось

$$I_{\perp}(0)_{\text{экс}} / (F_1(0) - F_2(0)) = B |\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}|^2.$$

Из сравнения видно, что модель правильно отражает зависимость кроссполяризованного компонента от величины ориентирующего поля.

Формулы (8.99), (8.100) позволяют найти соотношения между компонентами тензора $\hat{\beta}$. Для этого нужно определить экспериментальные величины $I_{\parallel}(\zeta)$ при нескольких значениях параметра ζ и, подставляя их в (8.99) и (8.100), составить системы линейных уравнений относительно $B|\beta_{\parallel}|^2$, $B|\beta_{\perp}|^2$, $B|\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}|^2$. Для примера: расчет, выполненный таким способом по кривой I' на рис. 8.11, а, дал следующее: $|\beta_{\perp} - \beta_{\parallel}| : |\beta_{\parallel}| : |\beta_{\perp}| = 1,7 : 1,2 : 1$. Если представить $\beta_{\perp}$ и $\beta_{\parallel}$ как компоненты вектора в комплексной плоскости, то подобное соотношение модулей означает, что компоненты $\beta_{\perp}$ и $\beta_{\parallel}$ сдвинуты по фазе примерно на $\pi/2$. Аналогичная оценка по зависимости I' на рис. 8.11, б показала сдвиг фаз около 60° .

Полученные результаты допускают простую физическую интерпретацию, если предположить, что $\alpha_{\parallel} > \alpha_{\perp}$. Тогда получается, что частицы ориентируются оптическими осями параллельно вектору напряженности постоянного электрического поля. Поскольку главное значение тензора рассеяния больше вдоль оптической оси, то, в случае $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{E}$, по мере возрастания степени ориентации возрастает интенсивность $I_{\parallel}$. В случае $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}$ интенсивность $I_{\parallel}$ падает по мере возрастания ориентации, так как вектор $\mathbf{E}_0$ оказывается ориентированным вдоль направления мень-

шего главного значения тензора рассеяния. Максимальное значение интенсивности кроссполяризованного компонента наступает при некотором промежуточном состоянии ориентации. Если обратиться к формуле (8.95), то можно видеть, что для одной частицы максимальное значение $I_{\perp} \sim E_{\perp}^* E_{\perp}$ достигается при $\theta = 45^\circ$.

На рис. 8.13 показаны рассчитанные из формул (8.99) – (8.101) значения «лидарной деполяризации», то есть отношения интенсивностей кроссполяризованного и параллельного компонентов рассеянного в направлении назад излучения. Максимум деполяризации имеет место при напряженности поля порядка $1,5 \cdot 10^4$ В/м. Естественное электрическое

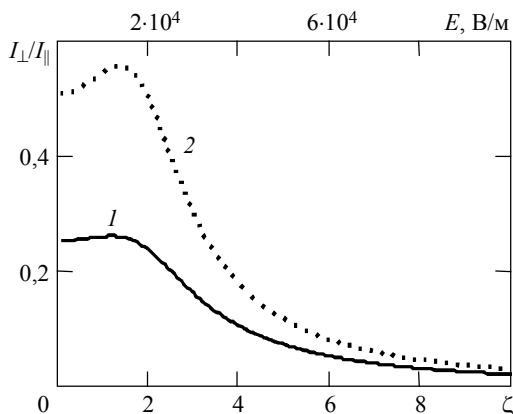


Рис. 8.13. Расчетные значения отношений интенсивностей кроссполяризованного и параллельного компонентов рассеянного в направлении назад излучения (лидарная деполяризация) в зависимости от параметра ζ . Верхняя шкала – напряженность постоянного электрического поля $\mathbf{E}$, соответствующая указанной на нижней шкале величине параметра ζ при значении $|\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}| = 4 \cdot 10^{-18} \text{ м}^3$ (см. формулы (8.97) и (8.103): кр. 1 – вариант $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{E}$; кр. 2 – вариант $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}$

поле вблизи поверхности Земли имеет порядок 10^2 В/м и существенно повлиять на деполяризацию не может. Но не исключено, что именно это поле ответственно за анизотропию поляризуемости частиц. Дело в том, что кубическая симметрия кристаллов соли NaCl, из которой в основном состоят частицы, не допускает оптической анизотропии. Но в про-

цессе кристаллизации из раствора, который обладает ионной проводимостью, поле Земли может повлиять на пространственное распределение ионов самой соли и других примесей. В результате этого образуется несовершенная кристаллическая структура, что может привести к тензорному характеру диэлектрической проницаемости.

Что касается наблюдавшейся в анализируемом эксперименте деполяризации, то она обусловлена рассеянием на оптически анизотропных хаотически ориентированных частицах. Ее значения близки к значениям, соответствующим $E = 0$ на рис. 8.11. Экспериментальные значения деполяризации, вычисленные по данным, представленным на рис. 8.11, лежат в интервале 0,25–0,37.

Итак, рассмотренный материал показывает, что измерение вариаций характеристик рассеянного излучения при воздействии на аэрозоль электрическим полем позволяет получить важные данные о его микрофизических особенностях.

Глава 9

СОПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

9.1. Просветление аэродисперсной среды в электрическом поле

Движение заряженных частиц аэрозольной среды в электрическом поле (эффект электрофилътрования) приводит также к электрооптическим явлениям. Для этого в среде необходимо присутствие достаточно сильного электрического поля.

Электрооптический эффект за счет электрофилътрования приводит к тому, что прозрачность двух рядом расположенных оптических каналов может быть неодинаковой. (В метеорологии используется понятие просветления, под которым понимается вывод частиц, например тумана, из пространства с использованием внешнего электрического поля.) Значительная часть оптически активных частиц в атмосфере обычно оказывается заряженной и составляет большую долю носителей объемного заряда. Заряженные частицы имеют составляющую движения, обусловленную действием на них электрического поля. Если другие силы, вызывающие движение, сравнительно малы и движение установившееся, то частицы движутся по силовым линиям электрического поля. С целью интенсификации процесса движения частицы можно зарядить искусственно. Незаряженные частицы могут тоже двигаться под действием электрических полей, но только в том случае, если они поляризуются в поле с градиентом напряженности, отличным от нуля.

Запишем уравнение движения в электрическом поле для неполяризованной частицы, в которое должны войти следующие физические величины: r – радиус частицы (капли); ρ_k – плотность частицы; v_k – скорость частицы; v – скорость воздуха; g – ускорение свободного падения; c_a – аэродинамический коэффициент сопротивления частицы, которому приписывают вектор, противоположный направлению движения

частицы относительно дисперсионной среды; E – напряженность электрического поля.

На частицу действуют: сила тяжести $\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_{\kappa} \mathbf{g}$; электрическая сила, обусловленная наличием заряда q : $\mathbf{F}_q = q\mathbf{E}$; аэродинамическое сопротивление $6\pi r\eta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\kappa})$ (закон Стокса), η – динамический коэффициент вязкости среды. Аэродинамическое сопротивление запишем в более общем виде

$$\frac{1}{2}c_a \pi r^2 \rho(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\kappa}). \quad (9.1)$$

При малых скоростях обтекания, характерных, например, для туманов, в приближенных расчетах принимают

$$c_a = 24/\text{Re}(1 + 0,17\text{Re}^{2/3}). \quad (9.2)$$

Здесь $\text{Re} = \frac{2r(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\kappa})}{\nu}$ – число Рейнольдса, где $\nu = \eta/\rho$ – кинематический коэффициент вязкости дисперсионной среды (воздуха). В этом случае два выражения для аэродинамического сопротивления совпадают по модулю с точностью до поправки на число Re в (9.2), которой можно пренебречь.

Сумма действующих на частицу сил должна равняться произведению массы частицы на ее ускорение, т.е. уравнение движения запишется как

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_{\kappa} \frac{d\mathbf{v}_{\kappa}}{dt} = 6\pi r\eta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\kappa}) + \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_{\kappa} \mathbf{g} + q\mathbf{E}. \quad (9.3)$$

Далее, следуя [13], направим вектор электрического поля по вертикали, ветер будем считать строго горизонтальным. Попадая в зону действия электрического поля, частицы одного знака опускаются вниз, другого – поднимаются вверх. Определим траекторию тех частиц, которые под действием электрического поля направляются вниз. Напишем проекцию составляющих (9.3) на горизонтальную ось x и вертикальную z :

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_{\kappa} \ddot{x} = 6\pi r\eta(\dot{x} - \dot{x}_{\kappa}); \quad (9.4)$$

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_{\kappa} \ddot{z} = -6\pi r\eta \dot{z} + \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_{\kappa} g + qE. \quad (9.5)$$

Для установившегося движения $\ddot{x} = 0$ и $\ddot{z} = 0$ уравнение (9.4) переходит в

$$\dot{x} = v, \quad (9.6)$$

уравнение (9.5) – в

$$\dot{z} = \frac{1}{6\pi r\eta} \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_k g + qE \right). \quad (9.7)$$

Электрическое поле заметно ускорит падение заряженных капель только в тех случаях, если заряды велики или удастся создать достаточно сильные электрические поля.

Сделаем некоторые оценки для тумана. Искусственное заряджение частиц до 10^2 – 10^3 элементарных зарядов резко усиливает эффект. Так, например, при $E = 10^3 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$, $r = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $q = 10^3$ элементарных зарядов второе слагаемое в круглых скобках в (9.7) значительно больше первого.

Действительно,

$$(\dot{z})_g = \left(\frac{dz}{dt} \right)_g \approx \frac{qE}{6\pi r\eta} = 2,0 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1},$$

в то время как под действием силы тяжести скорость оседания капель таких размеров

$$(\dot{z})_g = \left(\frac{dz}{dt} \right)_g = \frac{2r^2 \rho_k g}{9\eta} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}.$$

При такой скорости вертикального смещения заряженных капель тумана просветление радиационного тумана (при штиле) произойдет очень быстро. Так, если расстояние между электродами 1 м, то за 50 с капли тумана из межэлектродного пространства окажутся на электродах. Если вектор электрического поля направлен горизонтально, то, пренебрегая гравитационным оседанием, вместо (9.4) можно записать

$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_k \ddot{x} = 6\pi r\eta(v - \dot{x}) + qE \quad (9.8)$$

или для установившегося движения ($\ddot{x} = 0$)

$$\dot{x} - v = \frac{qE}{6\pi r\eta}. \quad (9.9)$$

Для тех же параметров, что и выше, «электрическая добавка» к скорости v оказывается малой:

$$\dot{x} - v = 2 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Таким образом, электрические силы могут успешно «конкурировать» с силой тяжести, но не с силой ветра.

Выше, для наглядности, рассматривалось установившееся состояние $\ddot{z}, \ddot{x} = 0$. Оценим теперь время, в течение которого оно устанавливается. С этой целью проинтегрируем уравнение (9.5) при условии, что в начальный момент напряженность электрического поля равна нулю, а движение под действием силы тяжести было установившимся. Тогда при $t = 0$

$$\ddot{z}|_{t=0} = \ddot{z}_0 = 0,$$

$$\dot{z}|_{t=0} = \dot{z}_0 = \frac{2r^2 \rho_k g}{9\eta}.$$

Решение (9.5) выполнится сразу:

$$z_0 - z = -\frac{qE\beta}{6\pi r\eta} \left(1 - e^{-\frac{t}{\beta}} \right) + \left(\beta g + \frac{qE}{6\pi r\eta} \right) t, \quad (9.10)$$

где

$$\beta = \frac{2r^2 \rho_k}{9\eta} = \frac{2r^2 \rho_k}{9\rho v}. \quad (9.11)$$

В приведенных примерах

$$\beta = \frac{2 \cdot 4 \cdot 10^{-8} \cdot 1}{9 \cdot 1,29 \cdot 10^{-3} \cdot 0,17} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ с}.$$

Практически можно считать, что установившееся состояние наступает сразу же.

Мы рассмотрели движение капель туманов в электрическом поле при $\text{grad } E = 0$ и без учета поляризации капель. Точнее говоря, поляризация капель в электрическом поле всегда имеет место, но при $\text{grad } E = 0$ она не вызывает дополнительных сил, способствующих движению капель. Иными словами, рассматривалось ускорение движения заряженных капель под действием внешнего электрического поля на элек-

трические заряды, которые имелись в капле до наложения электрического поля (или до того, как заряженная капля попадала в зону действия электрического поля).

Но капля в электрическом поле вне зависимости от того, имеется в ней или нет избыточный заряд одного знака, поляризуется – в ней происходит разделение зарядов. Взаимодействие же поляризационных зарядов с электрическим полем приводит к появлению поляризационных электрических сил.

Если электрическое поле безградиентное ($\text{grad } E = 0$), то, как легко понять, поляризационные силы могут лишь деформировать каплю, но суммарный вектор сил, действующий на каплю, остается равным нулю. Если же $\text{grad } E \neq 0$, то на каплю в электрическом поле, напряженность которого E , действует электрическая поляризационная сила F_ε . Если векторы E и $\text{grad } E$ совпадают по направлению, то

$$F_\varepsilon = \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{4\pi} E \text{ grad } E, \quad (9.12)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость капли; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Электрическое поле, в котором наблюдаются описанные эффекты, можно создать металлической нитью, окруженной сетчатым цилиндром. Нить и цилиндр являются коаксиальными электродами, на которые подается разность потенциалов ($\varphi_1 - \varphi_2$).

Детальный анализ для такого случая показал, что просветление туманов с использованием электрических сил принципиально возможно, но при этом, как уже говорилось, либо электрические поля должны быть мощными, либо капли тумана должны иметь большой заряд.

Экспериментальные исследования электрооптического эффекта за счет электрофильтования были проведены в камере длиной 1 м для туманов парения. Одна из стенок камеры была выполнена из оргстекла, которое заряжалось статически. Распределение поля в камере показано на рис. 9.1 а, где по оси абсцисс отложено расстояние от стенки камеры, по оси ординат – напряженность поля. Расстояние до ближайшего к стенке источника излучения составляло 15 см, между двумя источниками излучения – 20 см.

Измеренные значения оптической толщи $\tau_{1,2}$ приведены на рис. 9.1 б. Индекс 1 относится к ближайшему к стенке каналу распространения, индекс 2 – к удаленному.

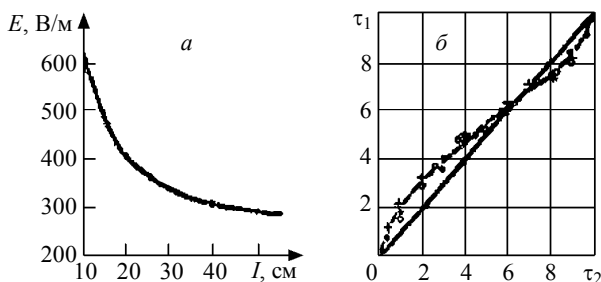


Рис. 9.1. Распределение статического электрического поля в камере (а); влияние электрофильтрации на измеренные значения оптической толщи (б)

Как видно из рис. 9.1, после запуска тумана плотность частиц во втором канале меньше из-за интенсивности дрейфа частиц в первый канал. Затем при $\tau \approx 5-7$ происходит выравнивание сигналов и далее более прозрачным становится первый канал. В данных измерениях максимальное отличие оптических толщ двух каналов достигало $\Delta\tau = 1$. Не исключено, что в реальной атмосфере из-за большого турбулентного перемешивания частиц в среде этот эффект может замываться. Тем не менее данный эффект приведет к дополнительным флуктуациям прозрачности.

9.2. Электрооптические явления в импульсном электрическом поле

Электрические явления имеют ряд особенностей в период включения и выключения электрического поля, т.е. при его резком изменении, а также при воздействии на среду импульсами электрического поля или при его реверсе. В большинстве последнее – искусственного происхождения и используется для изучения кинетики электрических эффектов. Переходные режимы, которые здесь имеют место, позволяют более точно определить размеры и форму частиц, отличных от сферических.

Рассмотрим, следуя [5], сначала процессы возникновения и исчезновения поляризации при включении и выключении поля. Отличие полярных диэлектриков от неполярных заключается в том, что первые имеют большую диэлектрическую проницаемость. Такое различие имеет место не только в постоянном поле, но сохраняется и в переменном

до высоких частот (10^6 – 10^{10} Гц). При оптических частотах различие между полярными и неполярными диэлектриками исчезает. Это значит, что у полярных веществ существует переходная область – область дисперсии, в которой высокая диэлектрическая проницаемость постепенно падает до низкого значения ($\epsilon_\infty \approx n^2$). Отличие неполярных диэлектриков от полярных обязано тому, что у полярных имеется второй механизм поляризации, связанный с ориентацией диполей в электрическом поле, такая ориентация требует преодоления сил трения, а значит, затрат времени. При очень высоких частотах диполи не успевают следовать за полем и ориентационная поляризация «вымораживается», сохраняется только упругая поляризация.

Пусть в момент времени $t = 0$ мы включили постоянное поле (рис. 9.2). Упругая или оптическая поляризация $P_{\text{опт}}$ устанавливается практически мгновенно, а ориентационная поляризация будет возрастать – сначала быстро, а затем медленнее, пока не достигнет окончательного равновесного значения P_0 .

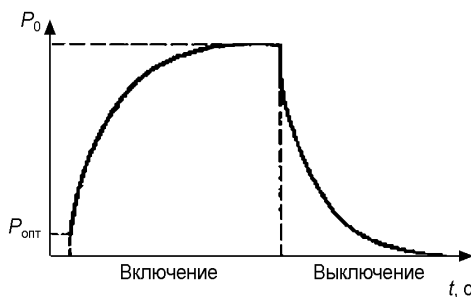


Рис. 9.2. Релаксация диэлектрической поляризации полярной жидкости (после включения и выключения поля)

После этого выключаем поле, весь процесс происходит в обратном направлении: сначала исчезает упругая поляризация, затем постепенно происходит дезориентация диполей и ослабление ориентационной поляризации. Такой процесс называется релаксацией. Время, за которое поляризация достигает предельного значения после включения поля, и равное ему время, за которое поляризация исчезает после выключения, можно назвать временем релаксации (точное определение будет дано ниже). Скорость нарастания или убывания поляризации все время меняется. Она

тем больше, чем дальше находится поляризация от равновесной, которая после включения поля равна P_0 , а после выключения – нулю. Все наиболее простые релаксационные процессы протекают по закону

$$\frac{dP}{dt} = \frac{1}{t_r} (P_{\text{равн}} - P_d), \quad (9.13)$$

где $P_{\text{равн}}$ – равновесная поляризация; P_d – мгновенное значение дипольной поляризации; t_r – время релаксации.

Рассмотрим релаксацию после выключения поля (спад эффекта), когда $P_{\text{равн}} = 0$. В данном случае уравнение (9.13) переходит в следующее:

$$\frac{dP_d}{dt} = -\frac{1}{t_r} P_d, \text{ после интегрирования которого имеем}$$

$$P_d = P_{\text{од}} e^{-t/t_r}, \quad (9.14)$$

где $P_{\text{од}}$ – дипольная поляризация в момент выключения поля. Из (9.14)

следует, что при $t = t_r$ $P_d = \frac{1}{e} P_{\text{од}}$. Поэтому можно сказать, что t_r – это

то время, за которое поляризация после выключения поля убывает в $e = 2,7...$ раз.

При включении поля изменение поляризации протекает в обратном направлении (нарастание эффекта). В данном случае равновесная поляризация равна $P_{\text{равн}} = P_{\text{од}}$, поэтому имеем

$$\frac{dP_d}{dt} = \frac{1}{t_r} (P_{\text{од}} - P_d), \text{ откуда по}$$

сле интегрирования получаем

$$P_d = P_{\text{од}} (1 - e^{-t/t_r}). \quad (9.15)$$

На рис. 9.2 изображены кривые зависимости поляризации от времени при включении и выключении поля.

Вращательная диффузия. Пусть среда находится в электрическом поле, под действием которого диполи начинают ориентироваться в направлении поля. Но этому противодействует тепловое движение молекул, которое оказывает дезориентирующее действие. Через некоторое время устанавливается динамическое равновесие между ориентирующим действием поля и дезориентирующим действием теплового движения, которое характеризуется определенной степенью ориентации диполей в направлении поля. Затем отключаем поле, и с этого момента

ориентирующее действие поля прекращается, остается только дезориентирующее действие теплового движения, под влиянием которого преимущественная ориентация диполей постепенно ослабевает и наконец полностью исчезает. Рассмотрим этот процесс подробнее.

Для поступательной диффузии при наличии градиента концентрации уравнение диффузии имеет вид

$$J = -D \frac{\partial N}{\partial x} = -D \operatorname{grad} N, \quad (9.16)$$

где N – концентрация диффундирующих молекул (частиц), т.е. их число в единице объема, имеющих заданную координату x ; J – поток частиц; D – коэффициент диффузии.

Диффузионное движение значительно медленнее свободного движения. Смещение частицы Δ меняется со временем случайным образом, но средний квадрат его $(\bar{\Delta})^2$ за большое число столкновений растет пропорционально времени t : $\bar{\Delta}^2 \sim Dt$. Коэффициент пропорциональности D и называется коэффициентом диффузии.

Воспользуемся уравнением сохранения числа частиц

$$\frac{\partial J}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial t} = 0. \quad (9.17)$$

Продифференцировав уравнение (9.16) по x и подставив вместо $\partial J / \partial x$ величину $\partial N / \partial t$, получаем новое уравнение диффузии

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (D \operatorname{grad} N) = D \operatorname{div} \operatorname{grad} N. \quad (9.18)$$

Очевидно, что процесс дезориентации диполей происходит из-за диффузии, в данном случае вращательной.

Перейдем к рассмотрению вращательной диффузии полярных молекул. Допустим, что полярная жидкость находится в электрическом поле, которое вызывает ориентацию молекул-диполей. Затем поле выключается. С этого момента начинается процесс дезориентации диполей, скорость которого определяется коэффициентом вращательной диффузии. Обозначая через N число диполей в единице объема, а через N' – их число, имеющее заданную ориентацию, которая определяется углом θ , образованным диполями с направлением выключенного электрического поля, можем записать $N' = \Phi N$, где Φ – функция распределения диполей по углам ориентации θ .

Для написания уравнения вращательной диффузии, эквивалентного уравнению (9.18), достаточно заменить линейную координату x на угловую θ и коэффициент поступательной диффузии на коэффициент вращательной диффузии, для которого сохраняем то же самое обозначение D . Если затем подставить $N' = \Phi N$, то получим

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = D \operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi.$$

В сферических координатах $\operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi$ можно представить в виде

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right).$$

Таким образом, уравнение вращательной диффузии в данном конкретном случае при одной угловой координате принимает следующий вид:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = D \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) = D \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} + D \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2}. \quad (9.19)$$

Попытаемся найти вид функции Φ . При включенном поле функция распределения осей молекул по углам θ имеет вид

$$\Phi = A e^{-\frac{u}{kT}},$$

где $u = -\mu E \cos \theta$ – энергия диполя в электрическом поле; μ – постоянный дипольный момент; A – постоянная. Энергия диполя в электрическом поле очень мала по сравнению со значением kT . Даже при достаточно сильных полях $u/kT < 10^{-4}$. Поэтому, разлагая функцию Φ в ряд, можно ограничиться первыми двумя членами:

$$\Phi = A \left(1 - \frac{u}{kT} \right) = A \left(1 + \frac{\mu E}{kT} \cos \theta \right). \quad (9.20)$$

Функция Φ сохраняет такой вид, пока поле включено и до момента его выключения. Обозначим этот момент времени через $t = 0$, после которого второе слагаемое функции Φ начинает убывать и, наконец, обратится в нуль. В любой промежуточный момент функцию Φ можно представить в виде

$$\Phi = A \left(1 + \frac{\mu E}{kT} \cos \theta \cdot \psi(t) \right), \quad (9.21)$$

где $\psi(t)$ – быстро убывающая со временем функция. Согласно общему

релаксационному закону, $\psi(t) = e^{-t/t_r}$, где t_r – время релаксации. Подставим $\psi(t)$ в (9.21) и получим

$$\Phi = A \left(1 + e^{-t/t_r} \frac{\mu E}{kT} \cos \theta \right). \quad (9.22)$$

Далее продифференцируем эту функцию по времени:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -A \frac{1}{t_r} e^{-t/t_r} \frac{\mu E}{kT} \cos \theta. \quad (9.23)$$

В результате имеем для $\partial \Phi / \partial t$ два выражения – (9.19) и (9.23). Прежде чем приравнять их, продифференцируем (9.22) по θ :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = -A e^{-t/t_r} \frac{\mu E}{kT} \sin \theta, \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} = -A e^{-t/t_r} \frac{\mu E}{kT} \cos \theta,$$

подставим в (9.19) и получим выражение

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -2AD e^{-t/t_r} \frac{\mu E}{kT} \cos \theta, \quad (9.24)$$

которое сравним с (9.23). В результате получаем $1/t_r = 2D$, или, обозначая в дальнейшем время дипольной релаксации через t_d ,

$$t_d = 1/2D. \quad (9.25)$$

Время релаксации дипольной поляризации равно половине обратной величины коэффициента вращательной диффузии.

Если кроме градиента концентрации на частицы действует еще внешняя сила F , то к диффузному потоку в формуле (9.16) добавляется второе слагаемое vN , где v – средняя скорость движения частиц в направлении поля; N – концентрация диффундирующих частиц. Скорость v пропорциональна силе F :

$$v = q_{\text{ч}} F,$$

$q_{\text{ч}}$ – подвижность частиц. Можно показать [5], что

$$D = q_{\text{ч}} kT. \quad (9.26)$$

Это соотношение было получено Эйнштейном в 1905 г. Величина, обратная $q_{\text{ч}}$, называется коэффициентом трения:

$$\xi_{\text{т}} = 1/q_{\text{ч}}.$$

Для шарообразных частиц ξ_t при поступательном движении может быть представлена формулой Стокса $\xi_t = 6\pi r_0 \eta$, где r_0 – радиус частиц; η – коэффициент вязкости среды.

Формула (9.26) справедлива также для вращательной диффузии. В этом случае ξ_t – коэффициент вращательного трения. Для шарообразной частицы вычисления дают $\xi_t = 8\pi r_0^3 \eta$.

Подставив это выражение и (9.26) в формулу (9.25), получаем известную формулу Дебая

$$t_d = 4\pi r_0^3 \frac{\eta}{kT} = 3V \frac{\eta}{kT}, \quad (9.27)$$

где V – объем молекулы.

Из (9.27) следует связь между размером частицы и коэффициентом диффузии:

$$r_0^3 = \frac{kT}{2\pi\eta D}. \quad (9.28)$$

При выводе (9.27) была использована формула для коэффициента трения шарообразной частицы, которая справедлива для макроскопических шариков, вращающихся в сплошной среде. Применимость этой формулы к частицам молекулярных размеров, которые окружают такие же частицы, вызывает законное сомнение.

Электрооптический эффект при рассеянии. Из теории рассеяния отдельной однородной сферической частицей (теории Ми) следует, что для заряженной частицы постоянное электрическое поле будет складываться с дифрагированным переменным полем. Это постоянное поле никакого влияния на дифрагированное оказывать не будет и поэтому при расчетах рассеивающих характеристик может не учитываться. Аналогично обстоит дело и при наличии внешнего электрического поля. Таким образом, *рассеяние света однородной сферической частицей происходит совершенно одинаково, независимо от того, присутствует или отсутствует постоянное электрическое поле внутри или вне частицы.*

Иначе сказывается влияние переменного и постоянного электрических полей на рассеяние оптических волн несферическими или неоднородными частицами. Если частицы имеют неправильную форму, то при наличии электрического поля они могут приобрести или изменить на-

правленную ориентацию и, следовательно, изменить рассеивающие свойства такой системы. Именно этот механизм влияния электрического поля на рассеивающие свойства мутных сред получил в последние годы наиболее широкое применение в электрооптических методах измерения различных параметров частиц, в том числе и для атмосферного аэрозоля.

Как уже отмечалось, сущность электрооптического эффекта при рассеянии несферическими частицами состоит в том, что при наложении или снятии электрического поля за счет постоянного или индуцированного дипольного момента изменяется ориентация несферических частиц. Если на среду налагать импульсное электрическое поле, то за счет диффузии ориентации после снятия поля коэффициент направленного рассеяния изменится от $\alpha(t)$ до $\alpha(\infty)$.

Электрооптический эффект в этом случае характеризуется электрооптическим коэффициентом $\alpha_E(t) = \frac{\alpha(t) - \alpha(\infty)}{\alpha(\infty)}$. Спад электрооптического

эффекта описывается формулой

$$\alpha_E(t) = \alpha_E(0)e^{-6Dt}, \quad (9.29)$$

где $\alpha_E(0)$ – значение α_E в момент снятия поля.

Уравнение (9.29) имеет такую же широкую область применимости, как и общее уравнение диффузии, и корректно в случае низких степеней ориентации.

Однако полидисперсность частиц крайне осложняет теоретическое описание электрооптического эффекта. Она по-разному проявляется в различных эффектах. Можно указать на один случай, когда существует теоретическая зависимость, общая для всех электрооптических эффектов – это опять же случай их исчезновения после выключения электрического поля. Спад эффекта можно описать формулой

$$\alpha_E(t) = \sum_i \alpha_{E_i}(0) \exp(-t/t_{\pi i}) = \sum_i \alpha_{0i} e^{-6D_i t}, \quad (9.30)$$

где индекс i относится к i -й фракции.

Время релаксации электрооптического эффекта (следовательно, коэффициента вращательной диффузии) можно определить двумя способами: первый основан на рассмотрении начального участка кривой, второй использует площадь под кривой исчезновения эффекта. Второе определение предоставляет лучшую возможность для приложений.

Среднее время релаксации электрооптического эффекта можно записать в виде

$$\bar{t}_r = \int_0^{\infty} \frac{\alpha_E}{\alpha_0} dt. \quad (9.31)$$

Определив величину D , на основе теории вращательной диффузии можно оценить геометрические параметры частиц. В частности, для эллипсоидальных частиц имеет место формула

$$l^3 = \frac{3kT}{\pi\eta D} \left(\ln 2 \frac{l}{b} - B \right), \quad (9.32)$$

где l и b – длина и диаметр частицы; T – абсолютная температура; k – постоянная Больцмана; B – поправочный коэффициент, учитывающий отклонение формы частиц от сфероида.

Изменения длительности импульса и напряженности прилагаемого электрического поля позволяют получать информацию не только о форме частиц, но и о дисперсном составе аэрозоля. Действительно, при слабом поле преимущественно ориентируются крупные частицы, обладающие наибольшей поляризуемостью. С увеличением напряженности в процесс ориентации вовлекаются все более мелкие частицы, а для крупных частиц наступает насыщение этого процесса. В то же время ориентация крупных частиц происходит медленнее по сравнению с мелкими частицами за счет большего времени релаксации. Поэтому степень ориентации частиц разных размеров зависит от длительности импульсов по-разному, что также используется для оценки дисперсного состава частиц. Пример переходных процессов для аэрозоля в импульсном электрическом поле приведен на рис. 9.3, из которого следует сильная зависимость релаксационных процессов от формы и размеров частиц.

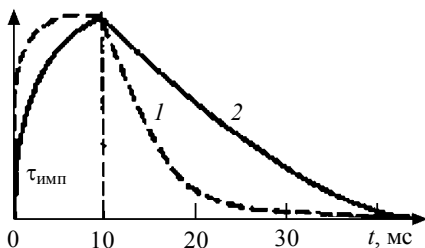


Рис. 9.3. Переходные процессы для аэрозоля полигорскита (кр. 1) (длина частицы 0,2–5 мкм, диаметр 0,04 мкм) и асбеста (кр. 2) (нити диаметром 0,5–1 мкм)

Применительно к атмосферному аэрозолю появляются качественно новые возможности использования электрооптического эффекта:

1) для определения коэффициента вращательной диффузии, не-

посредственно связанного с формой и размерами несферических частиц (что особенно важно, например, при изучении процессов смогообразования);

2) для определения спектра распределения частиц по коэффициентам вращательной диффузии, т.е. по размерам и форме;

3) для изучения процессов трансформации формы и размеров частиц при изменении температуры, влажности и других физических или химических параметров воздуха.

Уже имеющийся опыт электрооптических исследований аэрозоля показывает, в частности, что в общем случае ориентация несферических аэрозольных частиц ряда солей определяется суммарным действием постоянного и индуцированного дипольных моментов частиц, а при малых влажностях в основном постоянным моментом. Увеличение относительной влажности для соленых частиц сопровождается появлением дополнительной электрической поляризуемости, время релаксации которой указывает на ее поверхностную природу. Этот результат представляет собой методическую основу для исследований физических процессов на границе раздела частица – воздух, т.е. процессов абсорбции аэрозольными частицами.

9.3. Электрооптическое соотношение в камере искусственных сред

В формировании атмосферно-электрического поля определяющая роль принадлежит ионизационным состояниям и процессам. Но эти же ионизационные состояния и процессы в земной атмосфере являются определяющими и для формирования атмосферного аэрозоля (по крайней мере, его мелкодисперсных фракций). Поэтому следует ожидать корреляционной связи для электрических, магнитных и оптических характеристик атмосферы. Такие связи представляют интерес не только познавательный в силу общей физической природы, но и с точки зрения создания новых методов дистанционного зондирования этих компонент. В частности, такие методы широко используются в настоящее время для исследования атмосферного аэрозоля и основываются на оптических измерениях его рассеивающих свойств.

Физические основы. И.М. Имянитовым и К.С. Шифриным в 1962 г. было высказано предположение о существовании в атмосфере детерминированной связи между напряженностью атмосферного электрическо-

го поля E и метеорологической дальностью видимости S_m в виде электрооптического соотношения:

$$E = CS_m^{-1}, \quad (9.33)$$

где C – некоторая константа.

Происхождение электрооптического соотношения вытекает из следующих рассуждений. Пусть в атмосфере находятся только легкие и тяжелые ионы. Легкие ионы образуются главным образом из-за радиоактивной ионизации. Тяжелые ионы получаются в результате оседания легких ионов на капельках тумана, пылевых образованиях и т.п. В прозрачном воздухе преобладают легкие ионы, в мутной же среде – тяжелые, образующиеся за счет исчезновения легких ионов. Концентрация легких ионов n и подвижности u связаны между собой через проводимость:

$$\lambda_{\text{пр}} = e(n_+ u_+ - n_- u_-). \quad (9.34)$$

Для легких частиц ионизационно-рекомбинационное уравнение выглядит следующим образом:

$$\frac{dn_+}{dt} = I_{\text{ион}} - \alpha n_+ n_- - \beta n_+ N_- - \gamma n_+ N_0, \quad (9.35)$$

где N_- – концентрация отрицательно заряженных тяжелых ионов; N_0 – концентрация нейтральных частиц; α , β , γ – коэффициенты рекомбинации; $I_{\text{ион}}$ – интенсивность ионизации.

Для стационарного состояния $dn_+/dt = 0$ и, следовательно,

$$n_+ = \frac{I_{\text{ион}}}{\alpha n_- + \beta N_- + \gamma N_0}. \quad (9.36)$$

Из (9.36) видно, что с увеличением числа тяжелых частиц концентрация n_+ уменьшается. Вклад, вносимый ими в проводимость, мал, так как мала подвижность тяжелых ионов (10^{-3} – 10^{-4} см²/(с·В)). При $\gamma N_0 + \beta N_- \gg \alpha n_+$ и $\beta \cong \gamma$ имеем $n_+ \sim N^{-1}$ ($N = N_+ + N_-$). Поэтому из (9.34) следует, что с увеличением концентрации аэрозольных частиц в атмосфере проводимость уменьшается обратно пропорционально концентрации ($\lambda_{\text{пр}} \sim N^{-1}$). Через атмосферу течет ток проводимости $i_{\text{пр}} = \lambda_{\text{пр}} E$, который в этом случае считается постоянным. Тогда справедливо

$$E = b N, \quad (9.37)$$

где b – некоторая константа.

В то же время коэффициент аэрозольного ослабления системы частиц в видимом диапазоне длин волн пропорционален концентрации частиц:

$$\alpha_{\text{осл}} = N \cdot \int_0^{\infty} \alpha(r) f(r) dr, \quad (9.38)$$

где $\alpha(r)$ – коэффициент ослабления частицы; $f(r)$ – функция распределения частиц по размерам. Следовательно, метеорологическая дальность видимости $S_m = 3,9/\alpha_{\text{осл}} \sim N^{-1}$. Учитывая это выражение и (9.37), можно заключить, что в некоторых условиях справедливо (9.33).

Электрооптическое соотношение может широко использоваться как при контроле динамики атмосферного электрического поля, так и при решении задач оптики дисперсных сред. Поэтому важным является выявление условий, при которых научные и практические применения электрооптического соотношения становятся обоснованными. С этой целью был поставлен контролируемый эксперимент в камере искусственных сред. В качестве рассеивающей среды в этом эксперименте использовались древесные дымы. Поля создавались конденсатором с пластинами, изготовленными из листового алюминия размером 1×10 м, отстоящими друг от друга на расстоянии 1 м и укрепленными на изоляторах к верхней поверхности камеры. Конденсатор подключался к источнику питания, позволяющему изменять разность потенциалов на пластинах от 0 до $5 \cdot 10^4$ В. В разрыв заземляющего нижнюю пластину проводника был включен микроамперметр для измерения тока проводимости. Коронный разряд, происходящий с острий обкладок конденсатора, являлся ионизатором среды. Коэффициент ослабления среды измерялся для $\lambda = 0,63$ мкм с помощью лазерного измерителя прозрачности.

При данных условиях эксперимента в выбранной среде происходят следующие процессы. На заряженных частицах дыма осаждаются аэроионы, в результате чего у поверхности частицы создается ионная оболочка. Потенциал последней убывает в e раз при удалении на дебаевскую длину z . Эта оболочка становится тоньше с увеличением концентрации аэроионов. Потенциал на поверхности аэрозольной частицы, поверхностный заряд которой σ_n , определяется выражением $\phi_0 = \sigma_n z/\epsilon$. Отсюда видно, что до введения в среду ионов заряженные частицы отталкиваются друг от друга, и коагуляция в этом случае не происходит. С увеличением же количества ионов частицы уже могут сталкиваться, поскольку ионная оболочка уменьшает поле вокруг частицы. В резуль-

тате происходит образование укрупненных агрегатов. В эксперименте электропроводность изменялась в пределах $(1-1,4) \cdot 10^{-16}$ См·см⁻¹. Значение проводимости для свободной атмосферы и приземного слоя находится в пределах $(2-3) \cdot 10^{-16} - 1 \cdot 10^{-16}$ См·см⁻¹.

По результатам измерений рассеянного вперед излучения от точечного источника в дымах определялась величина $D_{\text{рас}}$, которая является характеристикой оптических свойств среды через индикатрису рассеяния $x(\rho, \phi + \theta)$:

$$D_{\text{рас}} = \frac{1}{2} \int_0^{\Theta} \int_0^{\Psi} x(\rho, \phi + \theta) d\phi d\theta, \quad (9.39)$$

где $\rho = 2\pi r/\lambda$ – параметр Ми; r – радиус частицы; Θ и Ψ – диаграммы направленности точечного источника и приемника. Величину $D_{\text{рас}}$ определяет рассеянное со стороны излучение, зависящее от микрофизических параметров среды.

С увеличением количества ионов в среде, а следовательно, и проводимости изменяется структура среды и величина $D_{\text{рас}}$ растет. Значения параметра Ми, определенного из сравнения теоретических и экспериментальных данных, составили 1–5. Это соответствует увеличению размера частицы от 0,2 до 0,4 мкм, т.е. с увеличением электропроводности происходит укрупнение частиц дыма.

Результаты анализа экспериментальных данных представлены на рис. 9.4, а, из которого видно, что в пределах погрешности эксперимента зависимость $\alpha_{\text{осл}}(E)$ остается линейной во всем диапазоне исследованных условий.

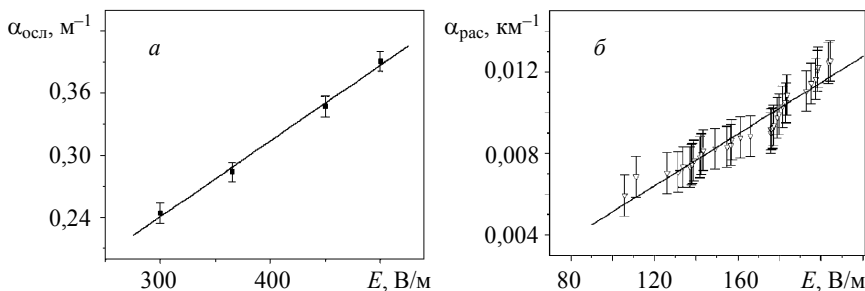


Рис. 9.4. Зависимость коэффициента аэрозольного ослабления от напряженности электрического поля: а – камера искусственных сред; б – атмосфера, условия хорошей погоды

9.4. Электрооптические явления в аэрозольной атмосфере

Соотношение (9.33) было получено в предположении об изменении только концентрации аэрозольных частиц. В реальных условиях вещественный состав и функция распределения частиц по размерам в зависимости от метеорологической и электрической обстановки сильно изменяются. Поэтому возникает задача оценки границ применимости электрооптического соотношения и установления связи прозрачности атмосферы с напряженностью электрического поля в натурных условиях.

В настоящее время такие исследования единичны и поэтому результаты их анализа являются сугубо предварительными. При проведении циклов подобных измерений должна быть стабильная атмосферно-оптическая ситуация. Только в таких условиях оптические свойства атмосферного аэрозоля можно считать однородными.

9.4.1. Электрооптическое соотношение для условий хорошей погоды

В атмосферной дымке (относящейся к условиям хорошей погоды) важным механизмом изменчивости поля E является изменение числа ионизованных молекул воздуха (легких аэроионов – основных носителей зарядов) вследствие их стока на атмосферный аэрозоль.

В качестве характеристики прозрачности атмосферы целесообразно использовать спектральные коэффициенты аэрозольного ослабления излучения $\beta(\lambda)$ в видимом и инфракрасном диапазонах длин волн, измеренные на протяженной трассе, т.е. усредненные по большому объёму. Коэффициенты $\beta(\lambda)$, полученные в широком диапазоне длин волн, позволят выявить диапазон размеров аэрозольных частиц, на которые идёт преимущественный сток аэроионов в дымках разной плотности, а также при других типах замутнения атмосферы. При отсутствии трассовых измерений $\beta(\lambda)$ для анализа взаимосвязи оптических и электрических характеристик атмосферы можно использовать данные о коэффициенте направленного светорассеяния или концентрации аэрозольных частиц разных размеров, полученные в закрытом объёме с помощью нефелометра и фотоэлектрического счётчика аэрозолей соответственно. Естественно, что при этом оптико-микрофизические характеристики будут иметь существенно меньшее усреднение по объёму.

Видимый диапазон. На рис. 9.4, б приведена зависимость коэффициента рассеяния видимого излучения, измеренного на длине волны $\lambda = 0,56$ мкм, от напряженности электрического поля для условий хорошей погоды. Эту зависимость с достаточной степенью точности можно аппроксимировать прямой. Заметим, что точность аппроксимации не выходит за рамки погрешности измерения.

Инфракрасный диапазон. В следующей серии экспериментов исследовалась связь между вариациями E и $\alpha_{\text{осл}}(\lambda)$ в ИК-области длин волн. При этом измерения коэффициентов аэрозольного ослабления проводились с помощью многоволнового спектрометра, обеспечивающего получение средних значений этих коэффициентов на трассе длиной 900 м.

В этой серии исследований измерялись: спектральное пропускание $T(\lambda)$, напряженность электрического поля E , относительная влажность воздуха RH и температура воздуха t .

Рассчитанные из экспериментальных данных средние и среднеквадратичные отклонения коэффициентов (СКО), коэффициентов $\alpha_{\text{осл}}(\lambda)$ и параметров RH , t и E приведены в табл. 9.1. Здесь же приведены коэффициенты взаимной корреляции между $\alpha_{\text{осл}}(\lambda)$ и параметрами RH , t и E .

Таблица 9.1

**Средние значения, СКО и коэффициенты взаимной корреляции
параметров: $\alpha_{\text{осл}}(0,56)$, RH , t и E**

Параметр	Среднее значение	СКО	Коэффициенты взаимной корреляции			
			$\alpha_{\text{осл}}$ (0,56 мкм), км ⁻¹	RH , %	t , °C	E , В/м
$\alpha_{\text{осл}}(0,56 \text{ мкм})$, км ⁻¹	0,140	0,052	1,00			
RH , %	69,97	18,43	-	1,00		
t , °C	9,55	3,42	-	-0,710	1,00	
E , В/м	76,13	34,01	-	0,727	-0,382	1,00

Анализ спектрального хода коэффициентов $\overline{\alpha_{\text{осл}}}(\lambda)$ показывает, что он является типичным для слабых дымок континентального района ($S_m \sim 20$ км) и характеризуется плавным уменьшением $\overline{\alpha_{\text{осл}}}(\lambda)$ с ростом длины волны до $\lambda = 3,97$ мкм, а затем остается примерно на одном уровне, составляющем $\sim 0,05\text{--}0,06$ км⁻¹. Из данных, приведенных в табл. 9.1,

следует отметить весьма высокий уровень корреляционной связи между вариациями E и RH и значимую отрицательную корреляцию E и t .

Для интерпретации полученных связей рассмотрим особенности суточного хода параметра $\Delta\alpha_{\text{осл}} = \lambda_{\text{осл}}(0,44) - \lambda_{\text{осл}}(0,87)$, коэффициента $\alpha_{\text{осл}}$ ($\lambda = 3,97$ мкм) и параметров E , RH и t , представленных на рис. 9.5. Параметр $\Delta\alpha_{\text{осл}}$ представляет собой долю аэрозольного ослабления излучения, обусловленную только мелкодисперсным аэрозолем.

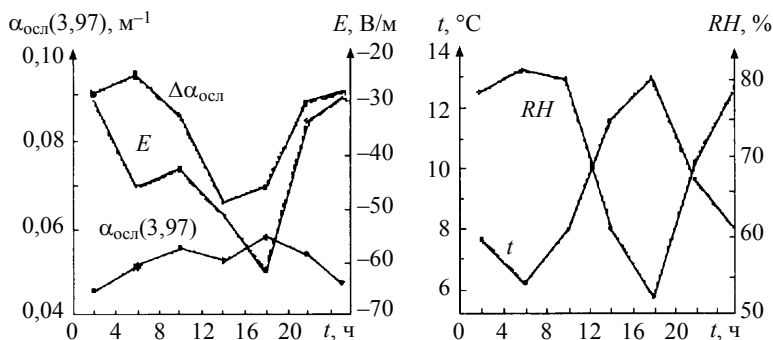


Рис. 9.5. Суточный ход параметра $\Delta\alpha_{\text{осл}}$, коэффициента $\alpha_{\text{осл}}(3,97)$ и параметров E , RH и t

Как видно из рис. 9.5, суточный ход напряженности электрического поля в целом хорошо соответствует суточной изменчивости мелкодисперсного аэрозоля. Суточные вариации влажности воздуха влияют, в основном, на размер аэрозольных частиц, а не на концентрацию. Поэтому можно предположить, что именно увлажненность меняет электрические свойства частиц. Это определяет эффективность стока легких ионов на аэрозоль и изменение напряженности электрического поля. Анализ трансформации спектральной зависимости коэффициентов аэрозольного ослабления, полученных в различных метеорологических условиях, подтверждает это предположение.

В табл. 9.2 представлены средние значения и СКО для параметров RH , t и E для трех подмассивов степени замутнения атмосферы в видимой области спектра. В первый подмассив вошли спектры, имеющие $\alpha_{\text{осл}}(0,56) < 0,11 \text{ м}^{-1}$, во второй $0,11\text{--}0,2 \text{ км}^{-1}$ и в третий $> 0,2 \text{ км}^{-1}$. Из табл. 9.2 следует, что увеличение замутнения воздуха идет на фоне роста относительной влажности и изменяет напряженность атмосферного электрического поля.

Таблица 9.2

Средние значения и СКО для параметров RH , t и E

№ массива	$\overline{\alpha_{\text{осл}}(0,56)}, \text{ м}^{-1}$	$\overline{RH}, \%$	$\sigma_{RH}, \%$	$t, ^\circ\text{C}$	$\sigma_t, ^\circ\text{C}$	$\overline{E}, \text{ В/м}$	$\sigma_E, \text{ В/м}$
1	0,103	63,6	15,9	8,36	2,82	-65,0	21,9
2	0,153	69,1	18,1	9,87	3,64	-43,2	33,6
3	0,302	91,3	7,8	4,41	1,93	-2,7	5,3

Коэффициент корреляции между коэффициентами рассеяния в видимом диапазоне и напряженностью поля находится в пределах 0,23–0,47 (при уровне значимости 0,2). Этот коэффициент уменьшается в ИК-диапазоне, что, по-видимому, связано с особенностью суточного хода концентрации грубодисперсионного аэрозоля, которая убывает в ночные и утренние часы. Максимальные коэффициенты корреляции ($\rho \sim 0,5$) между этими параметрами наблюдаются в видимой области спектра и в условиях повышенной относительной влажности воздуха. Это позволяет заключить, что на величину напряженности электрического поля в дымках в основном влияют увлажненные частицы, на которые эффективней идет сток легких аэроионов.

9.4.2. Электрооптическое соотношение в условиях городского зимнего смога

Особенности влияния зимнего городского смога на прозрачность атмосферы и напряженность поля рассмотрим на основе экспериментальных данных, полученных в Томске в 2008 г. [20^д], когда регион находился под влиянием обширного восточно-сибирского антициклона.

В период с 11 по 31 декабря 2008 г. при температуре воздуха от -6 до -27 °С и относительной влажности от 69 до 99 % осуществлялись измерения спектрального пропускания атмосферы $T(\lambda)$ в области длин волн $\lambda = 0,44\text{--}3,91$ мкм и напряженности атмосферного электрического поля E . Для измерения $T(\lambda)$ использовалась схема с отражением с общей длиной трассы $L \sim 1000$ м. Измерения $T(\lambda)$ осуществлялись с периодичностью 2 часа.

Общую информацию об изменчивости аэрозольного замутнения атмосферы в период измерений можно получить из рис. 9.6, где приведен временной ход коэффициента аэрозольного ослабления $\beta(\lambda)$ в области длины волны $\lambda = 0,45$ мкм. Видно, что с 11 по 20 декабря в регионе

наблюдалась обычная зимняя дымка со средним значением $\beta(0,45) \sim 0,35 \text{ км}^{-1}$.

Начиная с 21 декабря, отмечается рост замутнения атмосферы, максимум которого приходится на период с 24 по 26 декабря, когда коэффициент $\beta(0,45)$ достигал величины $\sim 1 \text{ км}^{-1}$. Такой уровень замутнения атмосферы визуально можно отнести либо к плотной зимней дымке, либо к городскому зимнему смогу, образующемуся при низких температурах из автомобильных и промышленных газовых выбросов в штилевых условиях.

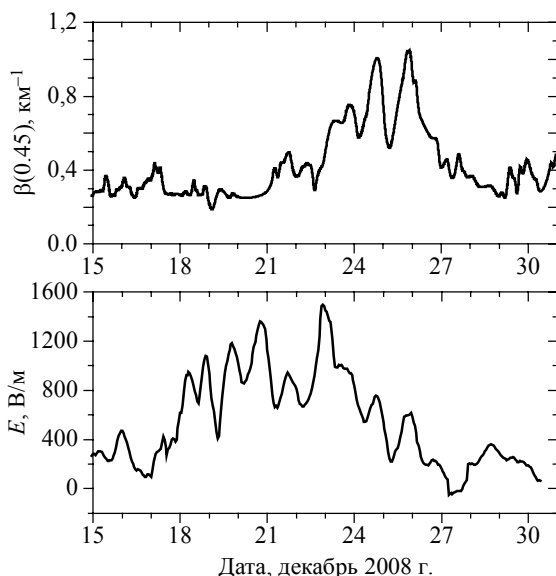


Рис. 9.6. Сглаженные временные ходы коэффициента аэрозольного ослабления $\beta(0,45)$ и напряженности атмосферного электрического поля E [20⁴]

Именно такие условия реализовались в районе измерений в период с 23 по 26 декабря, когда температура воздуха составляла от -15 до -0 °C, а скорость ветра была близка к нулю. В результате штилевой погоды при ослаблении процессов конвекции и адвекции в приземном слое произошло значительное скопление аэрозоля, а также увеличилась концентрация угарного газа и сажевого аэрозоля, входящих в состав отработанных газов автомобилей.

Спектральные зависимости коэффициентов аэрозольного ослабления излучения $\beta(\lambda)$ в диапазоне длин волн $\lambda = 0,45\text{--}3,91$ мкм, полученные до образования смога (кривая 1), во время смога (кривая 2) и после его распада (кривая 3) представлены рис. 9.7. Видно, что в обычной зимней дымке (кривые 1 и 3) спектральная структура коэффициентов $\beta(\lambda)$ выражена довольно слабо, а уровень аэрозольного ослабления во всем диапазоне длин волн в значительной мере определяется грубодисперсными частицами (взвешенными в воздухе кристалликами льда). В то же время в смоге (кривая 2) наблюдается сильный рост коэффициентов $\beta(\lambda)$ в коротковолновой области длин волн, указывающий на то, что в атмосфере значительно возросла концентрация мелкодисперсного аэрозоля.

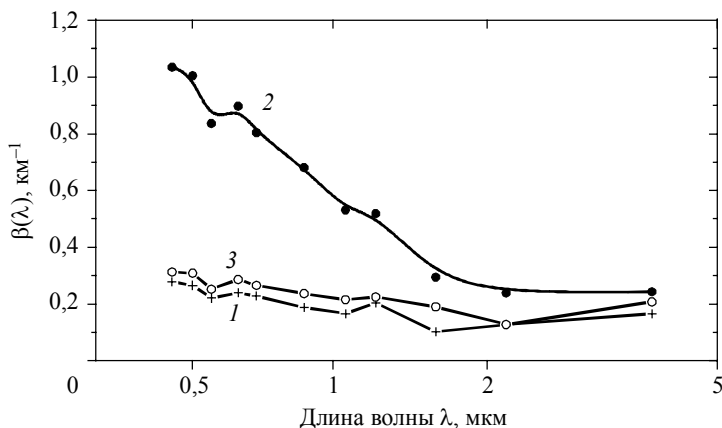


Рис. 9.7. Спектральные зависимости коэффициентов аэрозольного ослабления излучения $\beta(\lambda)$, полученные до смога (кр. 1), во время ледяного смога (кр. 2) и после распада смога (кр. 3) [20^а]

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что напряженность поля в данном эпизоде начала возрастать с 17 декабря, в то время как заметный рост коэффициента $\beta(0,45)$ начался примерно на три дня позже. Заметим, что при определенных условиях рост напряженности электрического поля в зимних дымках может служить предвестником образования смоговой ситуации. Поскольку рост напряженности атмосферного электрического поля однозначно связан с уменьшением концентрации аэроионов в воздухе, то для физической интерпретации обнару-

женного временного сдвига параметров $\beta(0,45)$ и E можно предположить: *образование зимнего смога начинается с роста концентрации наиболее мелких частиц, которые ещё практически не участвуют в процессе рассеяния света, но уже активно служат стоком для аэроионов*. Уменьшение концентрации аэроионов в воздухе сразу приводит к росту напряженности поля. В свою очередь, мелкие частицы, получившие заряд вследствие диффузии ионов, эффективно растут за счет процессов коагуляции и через два – три дня, находясь в поле повышенной влажности воздуха ($\sim 90\%$), переходят в диапазон оптически активных частиц, значительно увеличивая замутненность атмосферы.

Предложенная схема физической интерпретации, объясняющая сдвиг по временной оси параметров $\beta(0,45)$ и E , позволяет заключить, что не только концентрация аэрозоля влияет на напряженность атмосферного электрического поля, но и поле, в свою очередь, влияет на оптические свойства атмосферы.

После того как в атмосфере сформировалась смоговая ситуация, различимая в оптическом диапазоне длин волн, существенно изменился и характер корреляционной связи между параметрами $\beta(0,45)$ и E . Оценки показали, что если коэффициент корреляции между вариациями $\beta(0,45)$ и E за весь указанный период составлял величину 0,26, то в период с 23 по 27 декабря (во время смога) он возрос до 0,69. Таким образом, в смоге идёт активный сток аэроионов на аэрозольные частицы, которые, в свою очередь, активно рассеивают оптическую радиацию

Ближние результаты были получены при сравнительном анализе временной изменчивости коэффициентов $\beta(\lambda)$ и напряженности поля E во время летне-осенних туманов. Пример согласованных увеличения и падения E и $\beta(\lambda)$ приведен на рис. 9.8.

Для образования тумана, кроме насыщенного водяного пара и понижения температуры, необходимо чтобы в воздухе содержалось достаточное количество ионизированных частиц. Образование тумана, так же как и смога, начинается с роста концентрации наиболее мелких частиц, которые служат стоком для аэроионов. Это приводит к росту напряженности поля. Мелкие капли тумана, эффективно растущие за счет конденсации водяного пара, переходят в диапазон оптически активных частиц, значительно сокращая дальность видимости. Таким образом, временные вариации коэффициентов $\beta(\lambda)$ и напряженности поля E имеют явно выраженные максимумы с различным временем существования и сдвинутые по временной оси.

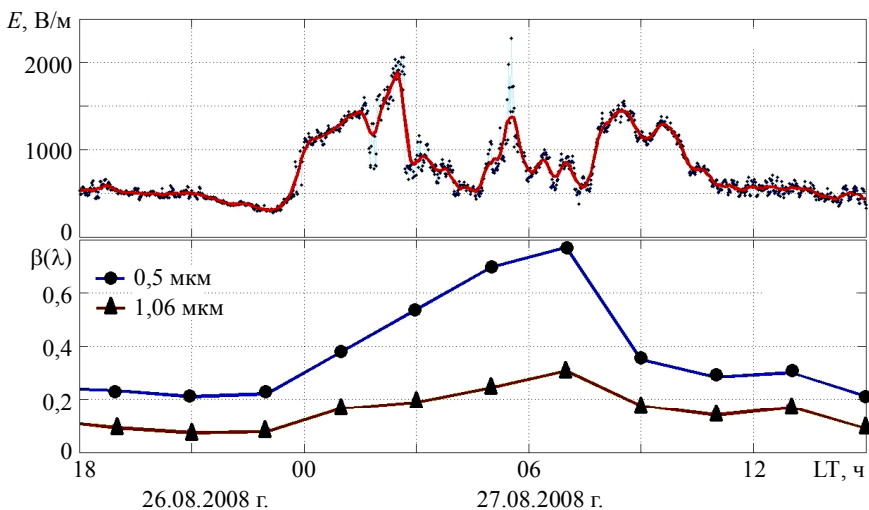


Рис. 9.8. Вариации напряженности атмосферного электрического поля E и коэффициентов аэрозольного ослабления β во время тумана

Образование тумана радикальным образом меняет электрическое состояние приземного слоя. Эти изменения принято связывать, в первую очередь, с прилипанием легких ионов к аэрозолям, каплям воды и кристаллам льда, что ведет к модификации электрического поля. Однако в натурных наблюдениях регистрировались как эффекты увеличения электрического поля, так и его падения, а в ряде случаев – слабой корреляции поведения поля с наличием тумана. Для тумана, занимающего обширную равнинную область, наиболее естественным является эффект возрастания поля как результат падения проводимости в квазистационарных условиях. Считается, что эффект падения проводимости воздуха в условиях тумана, отмеченный в ряде работ, является надежно установленным.

Однако проведенные исследования показали, что сложившаяся картина далеко не всегда соответствует действительности. В частности, в ряде случаев во время существования тумана электропроводность атмосферы не падает, а возрастает. Типичный пример такого поведения приведен на рис. 9.9. Интервал существования тумана отмечен верху скобкой. Образование тумана, как и следовало ожидать, привело к более чем двукратному увеличению напряженности поля. Параллельно с

этим происходило увеличение обеих полярных проводимостей (λ_+ , λ_-). Если λ_- возросла незначительно, то величина λ_+ возросла ко времени рассеивания тумана примерно в 3 раза. Значения λ_+ и λ_- стали близкими друг к другу только после рассеяния тумана. Во время существования тумана кроме роста λ_+ необходимо отметить, что эта величина, в отличие от λ_- , подвержена вариациям, согласованными с вариациями напряженности поля E .

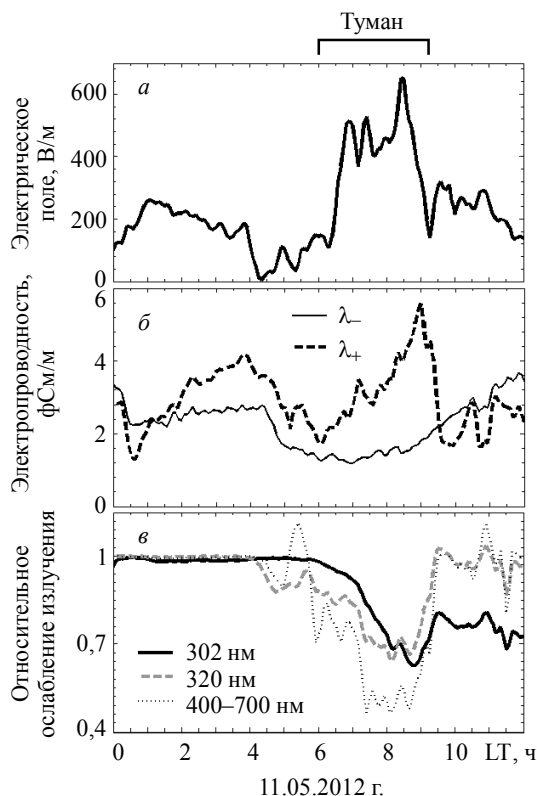


Рис. 9.9. Динамика атмосферно-электрических величин и уровня приходящего излучения в видимом и УФ-диапазонах до, во время и после существования тумана

Сравнительный анализ динамики относительного уровня проходящей радиации в УФ (302 и 320 нм) и видимом диапазоне длин волн (400–700 нм) показал, что во время тумана ослабление излучения для более коротких длин волн менее выражено. После рассеяния тумана (ближе к полудню) более жесткая компонента УФ-излучения (302 нм) поглощается сильнее.

9.4.3. Электрооптические явления во время летних лесных пожаров

Тропосферный аэрозоль наряду с парниковыми газами является важным фактором, влияющим на радиационный баланс Земли. Особенно важное значение, в контексте проблемы влияния аэрозоля на климат, имеют ситуации задымления атмосферы вследствие лесных и торфяных пожаров, регулярно возникающих в различных районах земного шара и выбрасывающих в атмосферу большое количество дымового аэрозоля. Дымовой аэрозоль участвует в процессе облакообразования, эффективность которого существенно зависит от наличия или отсутствия заряда на частицах при гетерогенной конденсации.

Исследования в условиях летнего дымового смога средней плотности (метеорологическая дальность видимости $S_m \sim 7\text{--}8$ км) позволили установить, что с усилением задымления напряженность поля не увеличивается в соответствии с электрооптическим соотношением (9.33), а уменьшается примерно с 200 до 30–60 В/м. **Метеорологическая дальность видимости** определяется визуально по определенным, заранее выбранным объектам (тёмным на фоне неба), расстояние до которых известно. Имеются фотометрические приборы для определения S_m . Данные по напряженности поля были получены из анализа измерений коэффициентов аэрозольного ослабления оптического излучения $\beta(\lambda)$ в области длин волн $\lambda = 0,44\text{--}12$ мкм на протяженной приземной трассе и напряженности атмосферного электрического поля E , проводившихся в Томске в мае 2004 г. Отметим, что в зимнем городском смоге с ростом замутнения атмосферы напряженность электрического поля возрастает.

В период измерений наблюдались повышенные значения температуры воздуха ($T \sim 25^\circ\text{C}$) и низкая относительная влажность ($R_h \sim 35\text{--}50\%$). На рис. 9.10 приведены сглаженная динамика коэффициента $\beta(0,50)$, характеризующего степень задымления воздуха, и среднесуточные значения напряженности атмосферного электрического поля E за период измерений. Из рис. 9.10 следует, что с приходом в район измерений

дыма от лесных пожаров коэффициент аэрозольного ослабления возрастает с 0,3 до 0,8 км^{-1} , а среднесуточная напряженность электрического поля падает с 200 до 20 В/м. Таким образом, во время летнего дымового смога имеет место противофазное изменение параметров $\beta(0,50)$ и E , что противоречит электрооптическому соотношению (9.33), в соответствии с которым с ростом замутнения атмосферы в условиях хорошей погоды напряженность поля должна возрастать.

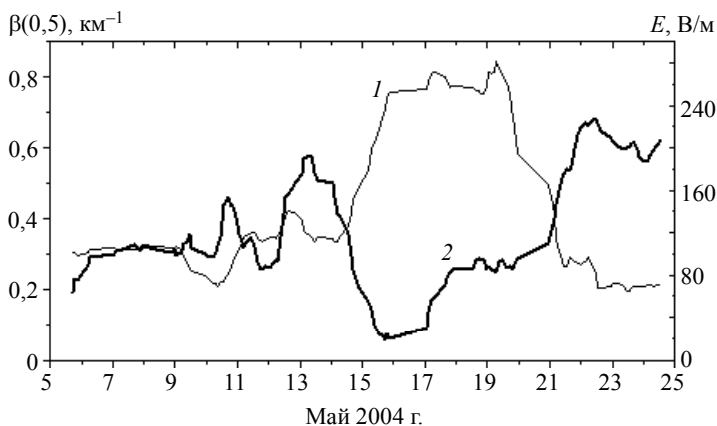


Рис. 9.10. Временной ход коэффициента аэрозольного ослабления $\beta(0,55)$ (кр. 1), и среднесуточной напряженности атмосферного электрического поля E (кр. 2) в летнем дымовом смоге [20⁴]

Более детальные исследования связи прозрачности атмосферы и напряженности поля были проведены во время длительных лесных пожаров в Сибири летом 2012 г. [21⁴]. Лесные пожары 2012 г. в Сибири продолжались с июня по август 2012 г. Но устойчивые условия для проведения эксперимента в городе Томске сложились только в третьей декаде июля, когда дымовой шлейф от удаленных очагов пожара на несколько дней устойчиво оставался на территории города.

Синоптическая ситуация в этот период над всей восточной частью Западной Сибири была обусловлена малоградиентным барическим полем. Температура воздуха изменялась в пределах от +15 °С в ночные часы до +30 °С днём, ветер был слабым (1–3 м/с) северного направления, осадки отсутствовали, метеорологическая дальность видимости уменьшалась до сотен метров.

Во время этого эксперимента был впервые обнаружен эффект ежесуточных колебаний напряженности электрического поля в приземном слое от +300 В/м днем до -300 В/м ночью в условиях постоянного и сильного задымления. Как видно из рис. 9.11, напряженность электрического поля в эти дни систематически изменялась от положительных величин днем до отрицательных – ночью. Выявленные суточные вариации напряженности поля кардинальным образом отличаются как от

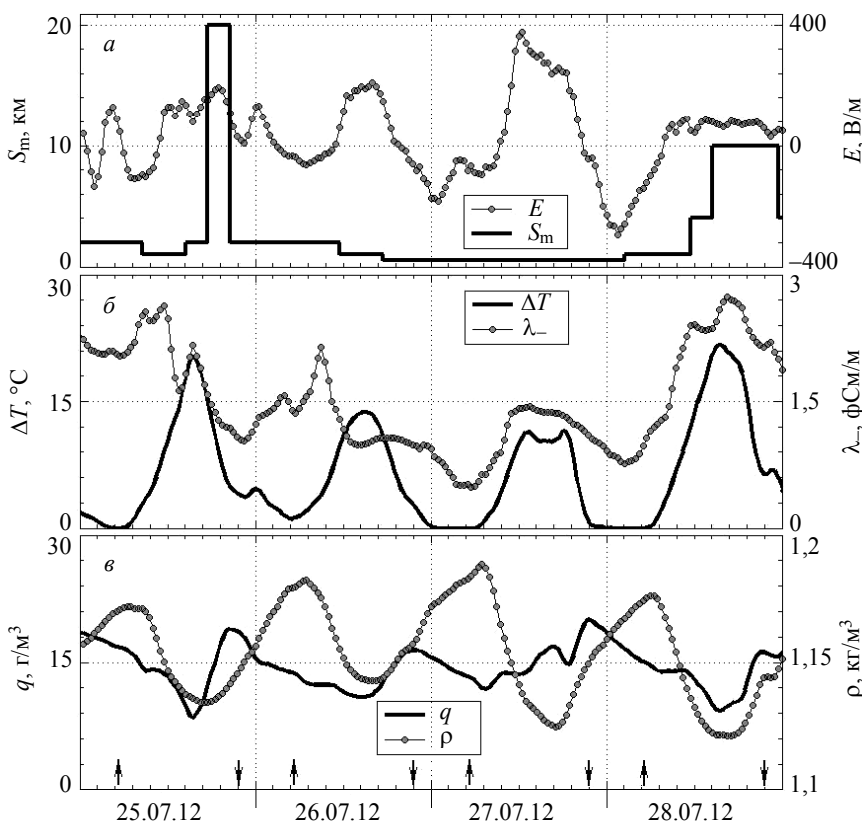


Рис. 9.11. Вариации атмосферно-электрических и метеорологических величин в период интенсивного задымления: *a* – метеорологическая дальность видимости S_m и напряженность поля E ; *b* – разница температур атмосферы и точки росы ΔT , отрицательная электропроводность λ_- ; *v* – абсолютная влажность q и плотность воздуха ρ . Стрелки – моменты восхода и захода Солнца

суточных вариаций напряженности поля над океанами (кривая «Карнеги», рис. 2.2), так и от усредненных вариаций поля E в средних широтах летом с полусуточным периодом. В первом случае выявленные вариации опережают ход кривой «Карнеги» по фазе приблизительно на π , а во втором – периоды вариаций отличаются примерно в 2 раза.

Отсутствие идентичности по ежесуточным изменениям напряженности поля E естественно объясняется неоднородностью дымового шлейфа, что подтверждается замеченными изменениями метеорологической дальности видимости (концентрации аэрозольных частиц). Более регулярными оказались суточные колебания температуры атмосферы T_a и разности $\Delta T = T_a - T_d$ температур атмосферы и точки росы T_d , сопровождаемые изменениями плотности атмосферы ρ и паров воды q .

Вариации напряженности электрического поля в земной атмосфере со сменой знака полярности относятся к числу известных при многих природных и техногенных воздействиях. Обнаруженный эффект суточной вариации электрического поля в приземном слое от $+300$ В/м днем до -300 В/м ночью выделяется из известных тем, что он установлен при дымовом смоге от лесных пожаров, часто и надолго охватывающих большие территории многих регионов. Очаги пожара являются источником аэрозольных частиц, часть из которых электризуется за счет термоэмиссии и трения в мощных конвективных потоках. Эти частицы оказывают влияние на вариации напряженности приземного электрического поля атмосферы в областях, покрытых дымовым шлейфом.

Приведенные на рис. 9.11 данные указывают на то, что зарегистрированные изменения количества лёгких аэроионов в атмосфере, с увеличением степени её задымления, не могут привести к падению напряженности поля до очень малых значений, а тем более к смене её знака.

Взаимосвязь суточных вариаций напряженности электрического поля с наблюдаемыми вариациями метеорологических характеристик, представленных на рис. 9.11, допускает следующую интерпретацию обнаруженного эффекта.

После полудня с уменьшением инсоляции в однородной воздушной массе начинает падать температура T_a и одновременно начинается рост q и ρ при практически неизменном атмосферном давлении P_a . Падение T_a и рост ρ продолжаютя вплоть до восхода Солнца. Вместе с тем увеличение плотности паров воды q продолжается только до захода Солнца. После захода Солнца при $\Delta T \rightarrow 0$ начинается падение q , продолжающееся до восхода. В этот же промежуток времени происходит уменьшение электропроводности (числа легких ионов).

После захода Солнца при температуре атмосферы, близкой к температуре точки росы, частицы дымового аэрозоля приземного слоя начинают аккумулировать на себя водяной пар. Одновременно, при взаимодействии легких ионов обеих полярностей с аэрозольными частицами более крупные из них становятся заряженными отрицательно и, вследствие оседания под действием силы тяжести, формируют вблизи поверхности отрицательный объемный заряд. Именно этот слой частиц с отрицательным объемным зарядом и приводит к инверсии направления напряженности поля ночью ($E(t) < 0$).

После восхода Солнца начинается нарастание как плотности паров воды, так и электропроводности. Под воздействием конвективных потоков воздуха, выносящих частицы дымового аэрозоля вверх, и ускоренном обезвоживании этих частиц при $T_a > T_d$ сформировавшийся ночью вблизи поверхности отрицательно заряженный слой разрушается, а напряженность электрического поля снова приобретает положительный знак. Наблюдаемые при этом незначительные отклонения суточных колебаний от строго гармоничных лишь отражают неизбежную мелко-масштабную неоднородность дымового шлейфа и всегда присутствующие локальные особенности места наблюдения.

В [20¹] было высказано предположение о том, что уменьшение напряженности атмосферного электрического поля в задымленной атмосфере, возможно, связано с ростом концентрации легких ионов в зоне пожара. В качестве таковых, в частности, могли быть ионы калия, имеющие низкий потенциал ионизации. Однако проведенные параллельно измерения электропроводности атмосферы показали, что с увеличением задымления абсолютные значения полярных электропроводностей не только не возрастают, а, наоборот, уменьшаются.

Вышесказанное показано на рис. 9.12, где приведены регрессионные соотношения для напряженности поля (левые панели) и полярных электропроводностей (правые панели) в зависимости от величины коэффициента рассеяния для дневных (верхние панели) и ночных (нижние панели) условий.

Уменьшение полярных электропроводностей, вне зависимости от времени суток, указывает на то, что, так же как и в случае зимнего смога, увеличение концентрации частиц дымового аэрозоля ведет к уменьшению концентрации легких ионов вследствие усиления их стока на аэрозольные частицы.

Данные за 2–6 и 8–28 июля 2012 г.

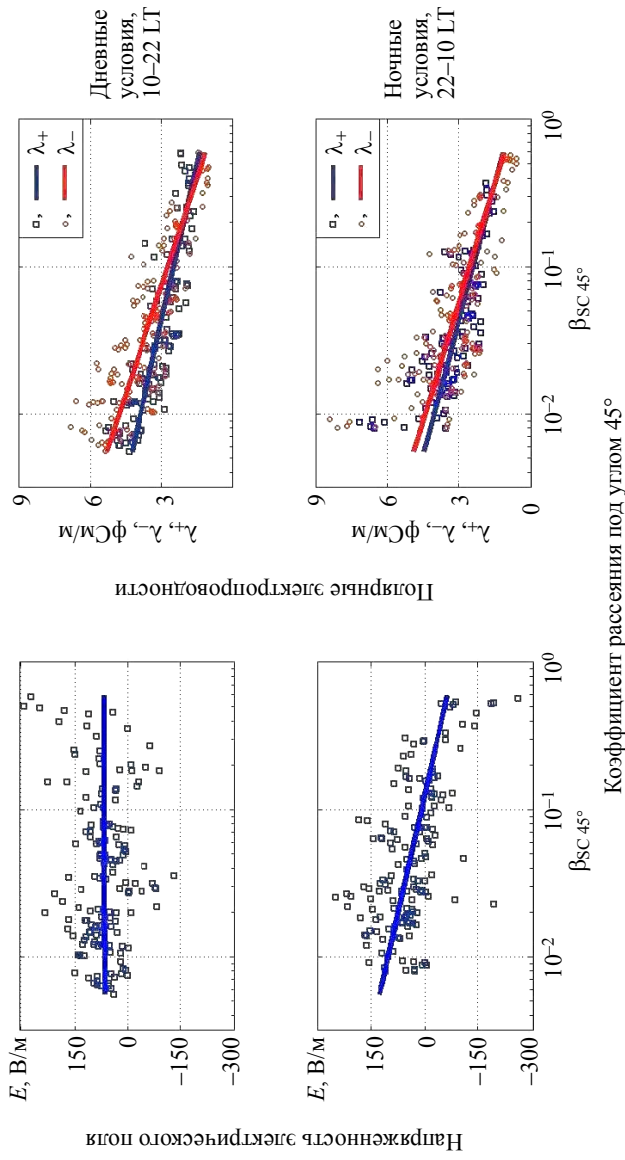


Рис. 9.12 Зависимости напряженности поля и поляриных электропроводностей от величины коэффициента рассеяния. Символы – значения, усредненные на 3-часовых интервалах; отрезки прямых – линии регрессии соответствующих величин

Глава 10

ОБНАРУЖЕНИЕ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ АЭРОЗОЛЯ В АТМОСФЕРЕ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Природа электромагнитного излучения обязывает описывать процессы рассеяния света в векторной форме. Тем не менее в большинстве работ по лазерному зондированию аэрозолей используется уравнение лазерной локации в скалярном приближении. Практика оптических исследований показала оправданность этого представления для большей части атмосферных аэрозолей. Но существует значимый класс естественных аэрозолей, а именно аэрозоль морского происхождения (морские и прибрежные дымки), кристаллические облака, для которых скалярное приближение уравнения лазерной локации оказывается недостаточным, и описание процесса рассеяния должно проводиться в векторной форме. К этому побуждает сильно выраженная анизотропия частиц и их, в той или иной мере, упорядоченное положение в пространстве. Основным ориентирующим фактором является совместное действие гравитации и аэродинамических сил, приводящих, как известно, к ориентации частиц большими диаметрами преимущественно в горизонтальной плоскости. Но и в этой плоскости существуют выделенные направления, обусловленные, возможно, действием электростатических сил, вдоль которых могут ориентироваться оси вытянутых частиц. Несферичность и ориентация частиц приводят к выраженной анизотропии рассеяния света, которая в отдельных случаях проявляется в виде известных аномальных оптических явлений (ложные Солнца, столбы и т.д.).

Эффекты, связанные с анизотропией рассеяния в кристаллических ансамблях, необходимо учитывать при оценке влияния облачности верхнего яруса на работу оптических средств связи и локации на трассах Земля – космос, дистанционных средств зондирования, установленных на спутниках, и в расчетах поля рассеянной радиации. Лидарные измерения по-

ляризационных характеристик кристаллической облачности дают экспериментальную основу для подобного учета, так как позволяют оперативно получать сведения о форме и ориентации частиц. Они оказываются также полезным инструментом для исследования влияния электрического поля на характеристики аэрозольного светорассеяния.

10.1. Уравнение лазерного зондирования в приближении однократного рассеяния

Идея импульсного лазерного зондирования атмосферы заключается в посылке излучателем в заданном направлении короткого светового импульса и регистрации, по мере распространения его в исследуемой среде, излучения, рассеянного в обратном направлении мельчайшими неоднородностями, такими, как частички пыли или дыма, капельки туманов или облаков и т.д. По времени прихода эхосигнала определяется расстояние до рассеивающего объема среды, а по амплитуде – оптические характеристики среды.

Информация об оптических характеристиках атмосферы содержится в уравнении лазерного зондирования, связывающего амплитуду отраженного атмосферой сигнала с параметрами лидара и оптическими характеристиками атмосферы по трассе зондирования. Получим это уравнение для моностатической схемы лидара с малой базой b . На рис. 10.1 приведена схема лазерного зондирования атмосферы и временной ход мощности сигнала обратного рассеяния $P(t)$. Здесь Z_0 – теневая зона, Z_{ϕ} – зона формирования (частичного перекрытия диаграмм направленности источника и приемника). Оптические оси передающей (И) и приемной (П) оптических систем лидара параллельны и направлены по оси z . Диаграммы направленности передатчика и приёмной системы малы. Поэтому для линейных углов $\alpha_{\text{И}}$ и $\alpha_{\text{П}}$, определяющих расходимость зондирующего пучка излучения и угол поля зрения приёмного телескопа, справедливо соотношение $\alpha_{\text{И}} \leq \alpha_{\text{П}} \ll 1$.

Приемопередающая система лидара характеризуется мощностью посылаемого в атмосферу излучения P_0 , площадью приемной апертуры лидара A и длительностью импульса излучения лазера $\tau_{\text{и}}$. Оптические характеристики среды по трассе зондирования задаются индикатрисой рассеяния $X(\gamma, z)$, коэффициентами ослабления $\alpha(z)$ и рассеяния $\sigma(z)$.

При исследовании атмосферных аэрозолей длина волны зондирующего излучения λ выбирается таким образом, чтобы поглощение молекулами атмосферных газов было пренебрежимо мало по сравнению с рассеянием. Это позволяет считать, что $\alpha(z) \approx \sigma(z)$.

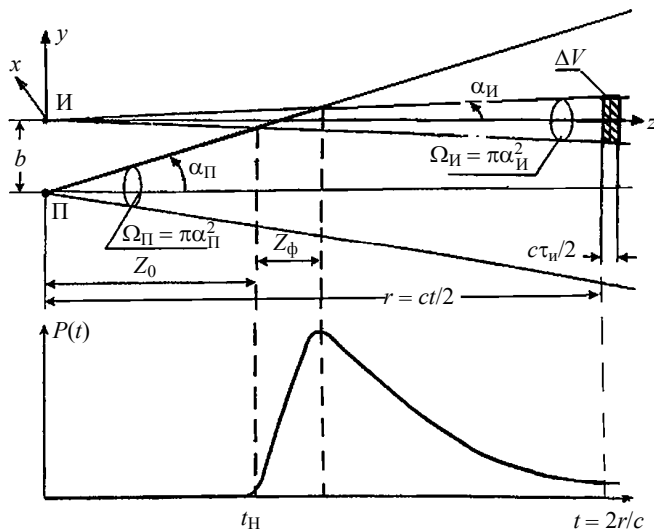


Рис. 10.1. Схема лазерного зондирования рассеивающей среды и временной ход мощности сигнала обратного рассеяния

Предположим, что в некоторый момент времени $t_0 = 0$ в атмосферу в заданном направлении передатчик посылает короткий импульс длительностью $\tau_{\text{и}}$, причём $\sigma \tau_{\text{и}} \ll 1$. Если распределение яркости по сечению лазерного пучка равномерное, то интенсивность излучения, рассеянного назад объемом ΔV , находящимся на расстоянии $r \gg \sigma \tau_{\text{и}}$, можно записать в следующем виде:

$$I(r) = X_{\pi}(r) I_0(r) \Delta V / r^2, \quad (10.1)$$

где I_0 , I – интенсивности падающего и рассеянного излучения. Индекс π у индикатрисы рассеяния означает, что рассматривается рассеяние назад для углов $\gamma \approx \pi$. На вход приёмной системы в любой момент времени t поступает излучение из рассеивающего объема, ограниченного диаграммой направленности передатчика и длительностью зондирую-

щего импульса

$$\Delta V = c\tau_{\text{и}} r^2 \Omega_{\text{и}} / 2, \quad (10.2)$$

где c – скорость света; $\tau_{\text{и}}$ – длительность лазерного импульса; $\Omega_{\text{и}}$ – телесный угол, в котором распространяется лазерное излучение. Произведение $r^2 \Omega_{\text{и}}$ имеет смысл освещаемой площади (поперечное сечение лазерного пучка на расстоянии r). Интенсивность лазерного излучения, падающего на объем ΔV (освещённость объёма), равна

$$I_0(r) = P_0 T(r) / r^2 \Omega_{\text{и}}, \quad (10.3)$$

где P_0 – мощность излучения лазера; $T(r)$ – пропускание (прозрачность) участка трассы от лидача до исследуемого объема.

Мощность рассеянного излучения, поступающего на фотодетектор приёмной системы лидача, определяется выражением

$$P(r) = \eta I(r) A G(r) T(r), \quad (10.4)$$

где A – площадь антенны; η – суммарный коэффициент пропускания приёмопередающей системы лидача; $G(r)$ – геометрическая функция лидача (геометрический фактор). Она полностью определяется параметрами оптической системы лидача и может быть заранее рассчитана и подробно исследована при проектировании прибора. По сути, функция $G(r)$ количественно характеризует степень виньетирования потока рассеянного назад излучения, поступающего на фотодетектор от рассеивающего объёма среды с расстояния r . При полном виньетировании $G(r) = 0$ (см. рис. 10.1, $0 \leq r \leq Z_0$), если виньетирование полностью отсутствует, то $G(r) = 1$ (см. рис. 10.1, $r \geq (Z_0 + Z_{\text{ф}})$). Очевидно, что в промежуточных случаях $0 < G(r) < 1$ (см. рис. 10.1, $Z_0 < r < (Z_0 + Z_{\text{ф}})$).

Объединяя (10.1) – (10.4), для мощности однократно рассеянного назад излучения, поступающего на вход приемной системы лидача, получим

$$P(r = ct/2) = \eta P_0 A \frac{c\tau_{\text{и}}}{8\pi r^2} G(r) \sigma_{\pi}(r) T^2(r). \quad (10.5)$$

Здесь t – время, отсчитываемое с момента посылки зондирующего импульса в атмосферу; σ_{π} – коэффициент обратного рассеяния, определяемый как $\sigma_{\pi} = \chi_{\pi} \sigma / 4\pi$; $X_{\pi}(r)$ – индикатриса рассеяния в направлении 180° относительно зондирующего излучения;

$$T(r) = \exp\left[-\int_0^r \alpha(z) dz\right]$$

– прозрачность атмосферы на участке трассы от 0 до r ;

$$\tau(r) = \int_0^r \alpha(z) dz$$

– оптическая толща на соответствующем участке трассы.

Выражение (10.5) получило название уравнения лазерного зондирования (УЛЗ). Из него следует, что мощность принимаемого сигнала в приближении однократного рассеяния определяется параметрами лида-ра P_0 , A , τ_i и характеристиками рассеивающей среды $X_\pi(r)$, $\tau(r)$, $\sigma(r)$.

10.2. Описание поляризационных свойств лазерного излучения и характеристик среды

10.2.1. Вектор-параметр Стокса

Электрический вектор электромагнитного поля $\mathbf{E}$, возникающего при рассеянии плоской волны на оптической неоднородности, в дальней зоне описывается линейной векторной функцией от электрического вектора падающей волны $\mathbf{E}_0$:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_1 & A_4 \\ A_3 & A_2 \end{pmatrix} \frac{e^{-ikr+ik_0z}}{ikr} \begin{pmatrix} E_x^0 \\ E_y^0 \end{pmatrix}. \quad (10.6)$$

Здесь $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_0$ – волновые векторы соответственно рассеянной и падающей волн, распространяющихся в направлении $\mathbf{r}$ и $\mathbf{z}$ соответственно. Векторы $\mathbf{E}$ и $\mathbf{E}_0$ записываются каждый в своей системе координат, которые связаны с плоскостью, содержащей направления $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_0$, «плоскостью референции», таким образом, что оси x и x_0 перпендикулярны этой плоскости, а y и y_0 лежат в ней, причем $\mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y = \mathbf{e}_k$, $\mathbf{e}_{x_0} \times \mathbf{e}_{y_0} = \mathbf{e}_{k_0}$. Элементы матрицы $\mathbf{A}$ представляют собой безразмерные комплексные амплитуды рассеяния и зависят от угла рассеяния θ и азимутального угла φ . Заметим, что угол рассеяния лежит в плоскости референции.

Детекторы оптического излучения реагируют на интенсивность. Поэтому поляризационные характеристики световых пучков удобнее выражать через четырехмерный вектор-параметр Стокса, компоненты которого представляют собой линейные комбинации элементов матрицы когерентности

$$\hat{I} = \begin{pmatrix} \langle E_x E_x^* \rangle & \langle E_x E_y^* \rangle \\ \langle E_y E_x^* \rangle & \langle E_y E_y^* \rangle \end{pmatrix}, \quad (10.7)$$

где звездочки означают комплексное сопряжение, а угловые скобки – усреднение по времени на интервале, значительно превышающем период колебаний вектора $\mathbf{E}_0$.

Параметры Стокса определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} I &= \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle = \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle, \\ Q &= \langle E_x E_x^* \rangle - \langle E_y E_y^* \rangle = \langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle, \\ U &= \frac{1}{2} \langle (E_x + E_y)(E_x + E_y)^* \rangle - \frac{1}{2} \langle (E_x - E_y)(E_x - E_y)^* \rangle = \\ &= \langle E_x E_y^* \rangle + \langle E_x^* E_y \rangle = 2|E_x||E_y|\cos\Delta, \\ V &= \frac{1}{2} \langle (E_x + iE_y)(E_x + iE_y)^* \rangle - \frac{1}{2} \langle (E_x - iE_y)(E_x - iE_y)^* \rangle = \\ &= -i(\langle E_x E_y^* \rangle - \langle E_y E_x^* \rangle) = 2|E_x||E_y|\sin\Delta, \end{aligned} \quad (10.8)$$

где Δ – фазовый сдвиг между компонентами поля.

Из (10.8) видно, что параметры I и Q есть сумма и разность интенсивностей двух взаимно ортогональных компонентов электромагнитного поля. Параметр U есть разность интенсивностей двух ортогональных компонентов, измеренных в системе координат, повернутой на 45° относительно исходной. Действительно, в базисе, повернутом на 45° относительно исходного, компоненты поля выражаются формулами

$$E_x' = \frac{\sqrt{2}}{2}(E_x + E_y); \quad E_y' = \frac{\sqrt{2}}{2}(E_x - E_y),$$

откуда следует, что $U = \langle |E_x'|^2 \rangle - \langle |E_y'|^2 \rangle$.

Параметр V , по определению, есть разность интенсивностей циркулярно поляризованных волн с правым и левым вращением вектора $\mathbf{E}$.

Фазы колебаний компонент E_x, E_y вектора напряженности электрического поля плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси OZ , отличаются на $\pm \frac{\pi}{2}$. Знак «+» соответствует правой, а знак «-» левой круговой поляризации. Тогда для интенсивности циркулярно поляризованных волн с правым и левым вращением вектора $\mathbf{E}$ можно записать следующие выражения:

$$I_r = \frac{1}{2} \langle (E_x + iE_y)(E_x + iE_y)^* \rangle; \quad I_l = \frac{1}{2} \langle (E_x - iE_y)(E_x - iE_y)^* \rangle.$$

Следовательно, $V = I_r - I_l$.

Для определения параметра V нужно измерять интенсивности взаимно ортогональных компонентов пучка, на пути которого помещена четвертьволновая пластинка, быстрая ось которой установлена под углом 45° по отношению к оси x . (Поворот осуществляется против часовой стрелки, если смотреть навстречу пучку.)

Отношение интенсивности поляризованной части пучка к полной интенсивности получило название степени поляризации:

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}. \quad (10.9)$$

Степень поляризации p может принимать значения от 0 до 1.

10.2.2. Матрица обратного рассеяния света пространственно ориентированных несферических частиц и её свойства

При переходе от описания процесса рассеяния в терминах напряженностей поля к интенсивностям уравнение (10.6) заменяется уравнением

$$\mathbf{S} = \mathbf{M} \mathbf{S}_0 / (k^2 r^2), \quad (10.10)$$

где $\mathbf{S}$ и $\mathbf{S}_0$ – векторы-столбцы с компонентами, определенными соотношениями (10.8), а $\mathbf{M}$ – 4×4 -матрица Мюллера для рассеяния в направлении, определяемом углом рассеяния θ и азимутальным углом φ . В дальнейшем будем называть ее матрицей рассеяния света (МРС).

Элементы МРС m_{ij}/k^2 имеют размерность площади и физический смысл дифференциального сечения рассеяния. Сечения независимых

рассеивателей складываются. Просуммированные сечения, отнесенные к величине рассеивающего объема, дают коэффициент объемного направленного светорассеяния. Именно в таком смысле будем в дальнейшем понимать элементы МРС, опуская множитель $1/k^2$ в уравнении (10.4).

Для матрицы амплитуд рассеяния для направления строго назад в соотношении (10.6) сумма элементов $A_3 + A_4 = 0$. Следствием этой теоремы являются следующие соотношения для недиагональных элементов матрицы обратного рассеяния света (МОРС):

$$\begin{aligned} m_{ij} &= m_{ji}, \text{ если } i \text{ или } j \neq 3, \\ m_{ij} &= -m_{ji}, \text{ если } i \text{ или } j = 3. \end{aligned} \quad (10.11)$$

Эти соотношения не зависят от ориентации поляризационного базиса, в котором производятся измерения, и сохраняются при преобразовании:

$$\mathbf{M}'_{\pi} = \mathbf{R}(\varphi) \mathbf{M}_{\pi} \mathbf{R}(\varphi). \quad (10.12)$$

Здесь оператор поворота плоскости референции $\mathbf{R}(\varphi)$ определен матрицей

$$\mathbf{R}(\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ 0 & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (10.13)$$

Требование инвариантности МОРС к повороту базиса на угол φ вокруг направления волнового вектора зондирующего излучения выражается равенством $\mathbf{M}'_{\pi} = \mathbf{M}_{\pi}$. Это свойство МОРС сокращает число независимых элементов матрицы с 16 до 10. Еще более простой вид имеет МОРС для гексагональных пластин и столбиков, часто встречающихся в кристаллических облаках, имеющих осевую и зеркальную симметрии.

Известно также, что МОРС такой частицы, если рассеяние рассматривается в системе координат, выбранной так, что ось частицы лежит в плоскости референции (азимутальный угол $\varphi = 0$), имеет следующий вид:

$$\mathbf{M}_{\pi}(0) = \begin{pmatrix} a & b & 0 & 0 \\ b & a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c & -d \\ 0 & 0 & d & c \end{pmatrix}. \quad (10.14)$$

Элементы a, b, c, d зависят от формы, размеров и показателя преломления, но не зависят от угла φ . В системе координат, повернутой вокруг направления распространения на угол φ , элементы МОРС преобразуются в соответствии с (12), и матрицу можно записать как

$$\mathbf{M}_{\pi}(\varphi) = \begin{pmatrix} a & b \cos 2\varphi & -b \sin 2\varphi & 0 \\ b \cos 2\varphi & a \cos^2 2\varphi - c \sin^2 2\varphi & -\frac{(a+c)}{2} \sin 4\varphi & d \sin 2\varphi \\ b \sin 2\varphi & \frac{a+c}{2} \sin 4\varphi & c \cos^2 2\varphi - a \sin^2 2\varphi & -d \cos 2\varphi \\ 0 & d \sin 2\varphi & d \cos 2\varphi & c \end{pmatrix}. \quad (10.15)$$

Заметим, что диагональные элементы m_{22} и m_{33} можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} a \cos^2 2\varphi - c \sin^2 2\varphi &= \frac{a-c}{2} + \frac{a+c}{2} \cos 4\varphi, \\ c \cos^2 2\varphi - a \sin^2 2\varphi &= -\frac{a-c}{2} + \frac{a+c}{2} \cos 4\varphi. \end{aligned} \quad (10.16)$$

Матрица (10.15) имеет смысл МОРС единицы объема, содержащего одну частицу. Если в единичном объеме содержится N частиц, то их МОРС должны быть просуммированы.

Матрица обратного рассеяния для ансамбля полидисперсных и полиориентированных частиц получена Д.Н. Ромашовым и Р.Ф. Рахимовым (журнал «Оптика атмосферы и океана». 1993. Т. 6. № 8. С. 891–898):

$$\mathbf{M}_{\pi}(\alpha) = \begin{pmatrix} A & i_1 B \cos 2\alpha_0 & -i_1 B \sin 2\alpha_0 & 0 \\ i_1 B \cos 2\alpha_0 & E + i_2 F \cos 4\alpha_0 & -i_2 F \sin 4\alpha_0 & i_1 D \sin 2\alpha_0 \\ i_1 B \sin 2\alpha_0 & i_2 F \sin 4\alpha_0 & -E + i_2 F \cos 4\alpha_0 & -i_1 D \cos 2\alpha_0 \\ 0 & i_1 D \sin 2\alpha_0 & i_1 D \cos 2\alpha_0 & C \end{pmatrix}. \quad (10.17)$$

Здесь A, B, C, D, E, F – производные величины от $a, b, c, d, (a-c)/2, (a+c)/2$ соответствующего вида:

$$A = \int_{l_1}^{l_2} \int_{m_1}^{m_2} a(l, m) g(l, m) dl dm, \quad B = \int_{l_1}^{l_2} \int_{m_1}^{m_2} b(l, m) g(l, m) dl dm \text{ и т.д.}, \quad (10.18)$$

где $g(l, m)$ – функция распределения по максимальному l и минималь-

ному m диаметрам частиц. Она нормирована на концентрацию частиц в единице объёма N :

$$\frac{1}{N} \int_{l_1}^{l_2} \int_{m_1}^{m_2} g(l, m) dl dm = 1. \quad (10.19)$$

Угол α_0 в (10.17) имеет смысл азимутального положения моды распределения Мизеса относительно плоскости референции ($\varphi = 0$). Распределение запишем как

$$f(\varphi, \alpha_0) = \exp[k \cos 2(\varphi - \alpha_0)] / \pi I_0(k), \quad (10.20)$$

где $I_0(k)$ – модифицированная функция Бесселя первого рода и нулевого порядка.

Степень концентрации возле направления α_0 зависит от параметра k : чем он больше, тем острее распределение. При $k = 0$ распределение Мизеса переходит в равномерное распределение (Коши), при котором отсутствует выделенное направление. В матрице (10.17)

$$i_1 = I_1(k) / I_0(k); \quad i_2 = I_2(k) / I_0(k), \quad (10.21)$$

где I_0, I_1, I_2 – модифицированные функции Бесселя первого рода нулевого, первого и второго порядка. При $k \rightarrow 0$ $\lim_{k \rightarrow 0} i_1 = 0$, $\lim_{k \rightarrow 0} i_2 = 0$, и

МОРС (10.17) принимает вид диагональной матрицы, т.е. выделенное направление ориентации осей частиц по азимутальному углу φ отсутствует. Приведенные выше свойства МОРС ансамбля осесимметричных частиц являются теоретической основой методики определения состояния ориентированности частиц.

10.3. Уравнение лазерного зондирования в векторной форме

Уравнение лазерной локации, записанное для мощности принимаемого рассеянного излучения, легко обобщается на вектор-параметр Стокса.

Введём безразмерный вектор-параметр Стокса. Разделим в (10.6) 2-й, 3-й и 4-й компоненты вектора-параметра Стокса на 1-й компонент I (интенсивность). Получим безразмерные векторы Стокса (матрицы-столбцы) падающего и рассеянного излучения:

$$\mathbf{s}(r) = (1, q(r), u(r), v(r))^t, \quad \mathbf{s}_0 = (1, q_0, u_0, v_0)^t. \quad (10.22)$$

Здесь верхний индекс t – знак транспонирования матриц.

Теперь, используя выражение (10.1) для интенсивности излучения, рассеянного назад объемом ΔV , находящимся на расстоянии r , можно записать соотношение для вектора Стокса:

$$I(r)\mathbf{s}(r) = \mathbf{M}_\pi(r)I_0\mathbf{s}_0\Delta V/r^2, \quad (10.23)$$

где I_0 , $I(r)$ – соответственно интенсивности падающего и рассеянного излучения, а $\mathbf{s}_0$ и $\mathbf{s}$ – безразмерные векторы; $\mathbf{M}_\pi$ – матрица обратного рассеяния.

По аналогии с (10.3) – (10.5) получим для вектора Стокса лидарного сигнала

$$P(r)\mathbf{s}(r) = \eta P_0 A \frac{c\tau_i}{8\pi r^2} G(r)T^2(r)\mathbf{M}_\pi(r)\mathbf{s}_0. \quad (10.24)$$

Реакция фотодетектора пропорциональна световой энергии, поступившей на него за некоторое время Δt , которое либо определяется инерционностью прибора, либо задается экспериментатором. Назовем лидарным откликом величину

$$F(r) = \mu\eta P(r)\Delta t r^2, \quad (10.25)$$

где μ – коэффициент пропорциональности между световой энергией и реакцией детектора; η – коэффициент оптических потерь на элементах приемного тракта.

Объединяя (10.5), (10.23) и (10.24), получим

$$F(r)\mathbf{s}(r) = C T^2(r)\Delta h \mathbf{M}_\pi(r)\mathbf{s}_0, \quad (10.26)$$

где C – аппаратная константа лидара; $\Delta h = c\Delta t/2$ – протяжённость участка трассы, соответствующая времени интегрирования Δt (при зондировании вертикально вверх – высотное пространственное разрешение); $C = \mu\eta A E_0$; $E_0 = P_0\tau_i$ – энергия импульса.

Уравнение (10.26) является векторным аналогом скалярного лидарного уравнения, записанного для мощности рассеянного излучения.

10.4. Методика измерения матрицы обратного рассеяния света поляризационным лидаром

10.4.1. Характеристики высотного поляризационного лидара

Лидар (рис. 10.2) построен по моностатической схеме с разнесенными оптическими осями приемной и передающей антенн (база 0,8 м). Приемной антенной служит зеркальный объектив, выполненный по схеме Кассегрена, с диаметром главного зеркала 0,5 м. Эффективное фокусное расстояние объектива 5,7 м. На оптической оси в фокальной плоскости помещена диафрагма диаметром 3 мм, ограничивающая угловой раскрыв антенны до величины 0,53 мрад. Передающая антенна представляет собой линзовый коллиматор $4^{\times}$, уменьшающий расходимость лазерного пучка до величины 0,3 мрад. В качестве источника зондирующего излучения используется YAG:Nd- лазер LS 2137U (вторая гармоника).

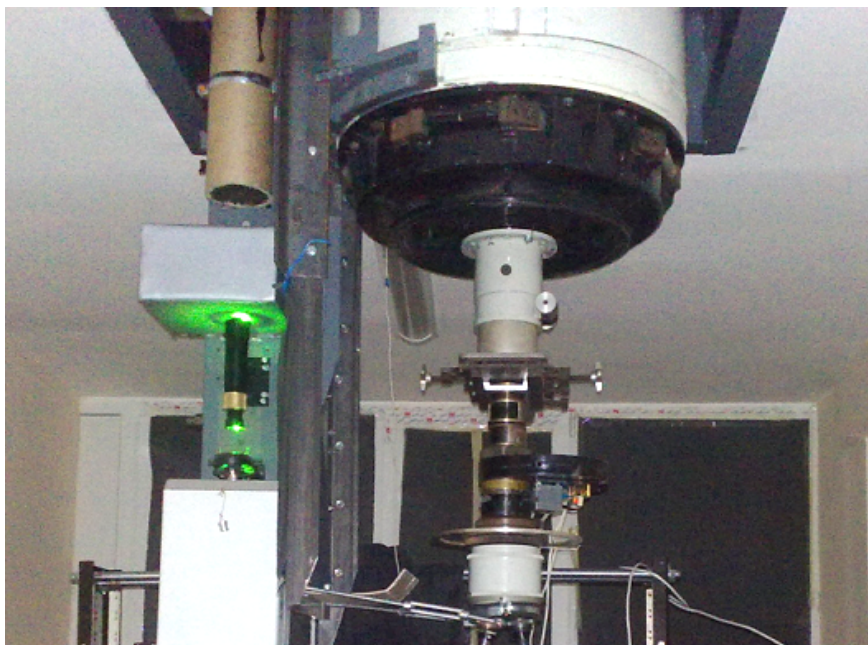


Рис. 10.2. Внешний вид приёмопередающей системы высотного поляризационного лидара. Зондирование производится по направлению в зенит

На оптической оси лазера (рис. 10.3) установлена фазовая четверть-волновая пластинка $\lambda/4$, ориентированная «быстрой осью» под углом 45° к плоскости поляризации излучения лазера. Если призма Николя убрана, то в атмосферу посылается излучение с круговой поляризацией. Поставив призму в канал пучка и ориентируя её плоскость пропускания поочерёдно под углами 0 , 45 и 90° относительно базиса, посылаем в атмосферу линейно-поляризованное излучение с соответствующей ориентацией вектора E_0 .

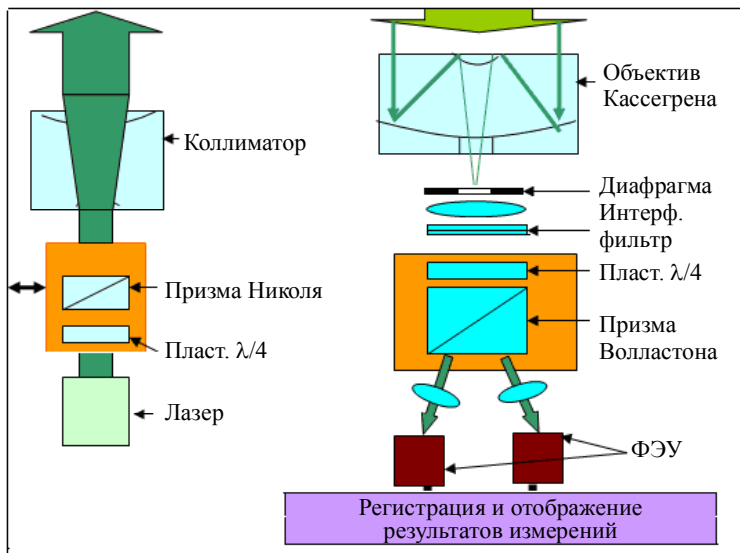


Рис. 10.3. Принципиальная схема оптического тракта высотного поляризационного лидара

Рассеянное излучение, поступив на приёмный объектив, проходит последовательно диафрагму поля зрения, линзу, трансформирующую расходящийся пучок в квазипараллельный, и интерференционный фильтр. Далее, пучок рассеянного излучения попадает в поляриметр, содержащий четвертьволновую пластинку и призму Волластона, которые могут поворачиваться вокруг оптической оси. Из призмы выходят два пучка с ортогональными линейными поляризациями, которые линзами собираются на катоды фотоумножителей. Поток фотоимпульсов

поступает на двухканальную систему счета фотонов PMS-400А, разносящую импульсы по временным стробам так, что временное положение строба определяет дистанцию до рассеивающего объема. Минимальная длительность строба $\Delta t = 80$ нс, что соответствует разрешению по дальности $\Delta r = 12$ м. Максимальная частота счета 800 МГц.

Для измерения МОРС необходимо определить систему координат желательным так, чтобы описание поляризационных характеристик было, по возможности, простым. В описываемом лидаре система координат определена следующим образом.

Оси z_0 и z имеют естественные направления волновых векторов посылаемого и принимаемого излучения. Вторым естественным репером является плоскость, в которой происходят колебания электрического вектора линейно-поляризованного лазерного излучения. В этой плоскости, содержащей z_0 , определяется ось $x_0 \perp z_0$. В перпендикулярной к ней плоскости, также содержащей z_0 , определяется ось y_0 . Положительные направления осей выбираются так, чтобы единичные векторы образовали правовинтовую тройку $\mathbf{e}_{x_0} \times \mathbf{e}_{y_0} = \mathbf{e}_{z_0}$.

В системе x_0, y_0, z_0 измеряются параметры Стокса посылаемого лазерного пучка. Ось x системы координат x, y, z , в которой измеряются параметры Стокса рассеянного излучения, выбирается параллельной направлению оси x_0 , $\mathbf{e}_x$ коллинеарен $\mathbf{e}_{x_0}$.

Призма Волластона устанавливается так, чтобы нормаль к плоскости, в которой происходит разведение пучков, совпадала с направлением $\mathbf{e}_x$. Ось y определяется в этой плоскости также условием $\mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y = \mathbf{e}_z$.

При таком выборе системы координат один из выходящих из призмы пучков равен x -составляющей, а другой соответственно y -составляющей интенсивности падающего на призму пучка.

Прохождение пучка излучения через призму Волластона и четверть-волновую пластинку в приемном канале можно описать как последовательное действие операторов фазовой пластинки $N(\theta)$ и линейного поляризатора $L(\theta)$ на вектор Стокса пучка $\mathbf{S}(r)$. Угол поворота θ плоскости пропускания поляризатора и быстрой оси фазовой пластинки отсчитывается от оси x базиса против часовой стрелки. Поскольку в оптике непосредственному измерению доступна только интенсивность, то прохождение пучка излучения через приемный канал лидара можно охарактеризовать тремя парами приборных векторов $\mathbf{G}$ для соответствующих комбинаций положений призмы и фазовой пластинки:

$$\begin{aligned}
\mathbf{G}_x^{(q)} [L(0)N(0)] &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \\
\mathbf{G}_y^{(q)} [L(\pi/2)N(0)] &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
\mathbf{G}_x^{(u)} [L(\pi/4)N(\pi/4)] &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \\
\mathbf{G}_y^{(u)} [L(-\pi/4)N(\pi/4)] &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \\
\mathbf{G}_x^{(v)} [L(0)N(\pi/4)] &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}; \\
\mathbf{G}_y^{(v)} [L(\pi/2)N(\pi/4)] &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.
\end{aligned} \tag{10.27}$$

Здесь индексы x, y означают, что действие данного вектора приводит к измерению интенсивностей компонентов поляризованных соответственно перпендикулярно и параллельно плоскости разведения пучков в призме Волластона. Верхние индексы означают, что действие пары векторов, обозначенных, например, индексом q , приводит к измерению параметра q безразмерного вектора Стокса s . Таким образом,

$$\begin{aligned}
I_x &= \mathbf{G}_x^{(q)} I s(r) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} I \begin{pmatrix} l & q & u & v \end{pmatrix}^t = \frac{1}{2} I(1+q), \\
I_y &= \mathbf{G}_y^{(q)} I s(r) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} I \begin{pmatrix} l & q & u & v \end{pmatrix}^t = \frac{1}{2} I(1-q),
\end{aligned} \tag{10.28}$$

где t – знак транспонирования. Отсюда, заметив, что $I_x + I_y = I$, получим $q = (I_x - I_y)/(I_x + I_y)$.

Рассмотрим теперь действие узла трансформации поляризации излучения лазера. В соответствии с принятым базисом лидара состояния поляризации зондирующего излучения характеризуются следующими значениями нормированного вектора Стокса:

$$s_{01} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}^t \tag{10.29}$$

– линейная поляризация с вектором $\mathbf{E}$ вдоль оси x базиса;

$$\mathbf{s}_{02} = (1 \quad -1 \quad 0 \quad 0)^t \quad (10.30)$$

– линейная поляризация с вектором $\mathbf{E}$ вдоль оси y ;

$$\mathbf{s}_{03} = (1 \quad 0 \quad 1 \quad 0)^t \quad (10.31)$$

– линейная – плоскость колебаний вектора $\mathbf{E}$ повернута на 45° ;

$$\mathbf{s}_{04} = (1 \quad 0 \quad 0 \quad -1)^t \quad (10.32)$$

– правая круговая поляризация.

10.4.2. Методика измерения элементов МОРС

Рассмотрим одно из двенадцати измерений, необходимых для определения МОРС. Пусть поляризация лазерного пучка описывается вектором Стокса $\mathbf{s}_{01}$ (10.29). Подставим его в уравнение локации (10.26) и подействуем на уравнение первой парой приборных векторов (10.27):

$$\begin{aligned} F(r)\mathbf{G}_x^{(q)}\mathbf{s}(r) &= C_1 T^2(r) \Delta h \mathbf{G}_x^{(q)} \mathbf{M}_\pi(r) \mathbf{s}_{01}, \\ F(r)\mathbf{G}_y^{(q)}\mathbf{s}(r) &= C_2 T^2(r) \Delta h \mathbf{G}_y^{(q)} \mathbf{M}_\pi(r) \mathbf{s}_{01}. \end{aligned} \quad (10.33)$$

Напомним, что $\mathbf{s}(r)$ и $\mathbf{s}_{01}$ – это нормированные безразмерные векторы вида (10.22).

Будем считать, для простоты, что аппаратные константы обеих каналов лидара одинаковы (одинаковы квантовые эффективности фотодетекторов): $C_1 = C_2 = C$. Перемножив в (10.33) матрицы, получим

$$\begin{aligned} F(1+q) &= F_x = \frac{1}{2} C T^2 \Delta h [(m_{11} + m_{12}) + (m_{21} + m_{22})], \\ F(1-q) &= F_y = \frac{1}{2} C T^2 \Delta h [(m_{11} + m_{12}) - (m_{21} + m_{22})]. \end{aligned} \quad (10.34)$$

Для упрощения записи формул (10.34) опущена зависимость от r , но, согласно (10.33), она подразумевается. В (10.34) $F_x(r)$ и $F_y(r)$ – приведенные реакции фотодетекторов, сумма которых пропорциональна реакции на полную интенсивность потока обратно рассеянного излучения, т.е. $F_x + F_y = F$. Сложение и вычитание уравнений (10.34) дает

$$q(r) = \frac{F_x(r) - F_y(r)}{F_x(r) + F_y(r)} = \frac{m_{21}(r) + m_{22}(r)}{m_{11}(r) + m_{12}(r)}. \quad (10.35)$$

Применяя в (10.33) следующие две пары приборных векторов (10.27), получим

$$u(r) = \frac{m_{31}(r) + m_{32}(r)}{m_{11}(r) + m_{12}(r)}, \quad v(r) = \frac{m_{41}(r) + m_{42}(r)}{m_{11}(r) + m_{12}(r)}. \quad (10.36)$$

Здесь $q(r)$, $u(r)$, $v(r)$ – нормированные параметры Стокса рассеянного излучения.

Повторение подобных измерений при состояниях поляризации лазерного пучка (10.29) – (10.32) дает комбинации элементов МОРС, приведенные в табл. 10.1.

Таблица 10.1

Безразмерный вектор Стокса лазерного пучка	Действующая пара приборных векторов			Определяемая комбинация элементов МОРС, $i = 2, 3, 4$
	1/2(1 1 0 0)	1/2(1 0 1 0)	1/2(1 0 0 -1)	
	1/2(1 -1 0 0)	1/2(1 0 -1 0)	1/2(1 0 0 1)	
	Измеряемые величины			
$s_{01} = (1 \ 1 \ 0 \ 0)^t$	q_1	u_1	v_1	$(m_{i1} + m_{i2}) / (m_{11} + m_{12})$
$s_{02} = (1 \ -1 \ 0 \ 0)^t$	q_2	u_2	v_2	$(m_{i1} - m_{i2}) / (m_{11} + m_{12})$
$s_{03} = (1 \ 0 \ 1 \ 0)^t$	q_3	u_3	v_3	$(m_{i1} + m_{i3}) / (m_{11} + m_{13})$
$s_{04} = (1 \ 0 \ 0 \ -1)^t$	q_4	u_4	v_4	$(m_{i1} + m_{i4}) / (m_{11} + m_{14})$

Каждое измерение одной из величин q , u , v сводится к измерению реакции двух детекторов F_x и F_y . Для обеспечения одинаковой реакции детекторов на равные световые потоки проводится нормировка реакции детекторов с помощью неполяризованного света люминесцентной таблетки, которая вводится в оптический тракт приемного канала. Излучение от таблетки разделяется призмой Волластона на два равных световых потока, поступающих на катоды ФЭУ. Отношение сигналов дает искомый коэффициент.

Для получения абсолютных значений коэффициентов направленного светорассеяния используется калибровка по «молекулярному реперу», которая основана на предположении, что на трассе зондирования можно найти участок, где превалирует молекулярное рассеяние. Проблема выбора участка калибровки при этом решается просто и достаточно надёжно. Дело в том, что величины (10.35) при идеальных параметрах лидара являются по сути параметрами Стокса, нормированными на интенсив-

ность. Поскольку матрица обратного молекулярного рассеяния σ известна ($\sigma_{11} = 1$, $\sigma_{22} = 0,97$, $\sigma_{33} = -0,97$, $\sigma_{44} = -0,97$, $\sigma_{mn} = 0$, если $m \neq n$), то, получив шесть пар лидарных сигналов (10.33) из области высот с молекулярным рассеянием, можно решить обратную задачу: не только оценить параметры приборных векторов, но и отношения квантовых эффективностей χ фотодетекторов в измерительных каналах. Таким образом, из анализа лидарных сигналов (10.35) находится слой атмосферы на высоте h_k , где сигнал обратного рассеяния определяется молекулярным рассеянием. Фактор мутности или отношение суммарного коэффициента рассеяния к коэффициенту молекулярного рассеяния рассчитывается по формуле

$$R(h) = \frac{\sigma_a(h) + \sigma_m(h)}{\sigma_m(h)} = \frac{\bar{F}(h)T^2(h_k)}{\bar{F}(h_k)T^2(h)}, \quad (10.37)$$

где $\bar{F}(h) = \bar{F}_x(h) + \bar{F}_y(h)$; $\sigma_a(h)$ и $\sigma_m(h)$ – коэффициенты аэрозольного и молекулярного рассеяния; h – текущая высота; h_k – фиксированная высота слоя, по которому проводится калибровка.

10.4.3. Высотные профили вектора Стокса лидарного сигнала и элементов МОРС

В качестве примера на рис. 10.4 – 10.6 приведены высотные профили интенсивности рассеянного назад излучения, которые определяют компоненты вектора-параметра Стокса лидарного сигнала. По оси Y приведено суммарное количество одноэлектронных импульсов, приходящих с соответствующей высоты и накопленных системой регистрации за 200–500 лазерных импульсов, по оси X – высота в метрах. Данный эксперимент заключается в последовательной посылке передатчиком излучения с четырьмя различными состояниями поляризации и регистрации рассеянного средой излучения при четырех различных положениях поляризационных элементов приемника. Таким образом, получаем 16 высотных профилей интенсивности обратно рассеянного излучения, необходимых для расчета 16 элементов МОРС. Время измерения профилей составляет 4–16 мин, что соответствует накоплению по 100 и 500 импульсов лазера, при частоте следования импульсов 10 Гц. Зондирование проводится до высоты 30 км с разрешением $\Delta h = 150$ м.

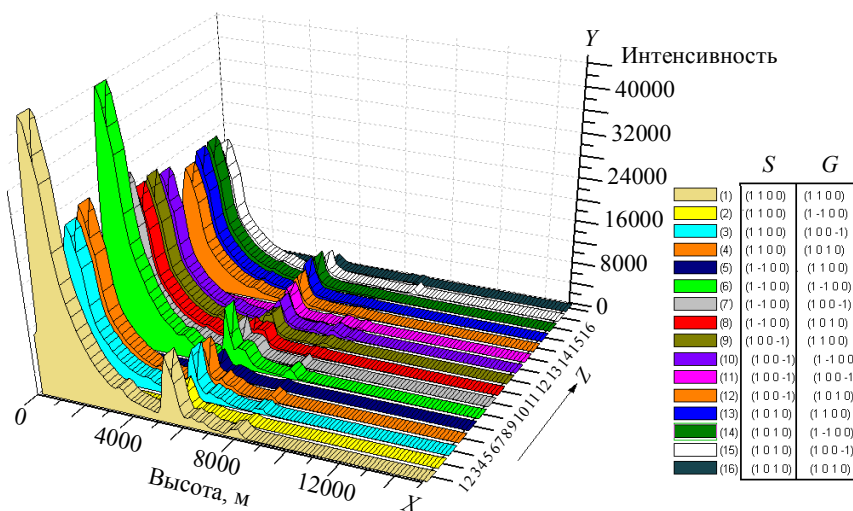


Рис. 10.4. Высотные профили 19 декабря 2009 г. По оси X – высота в метрах, по Y – интенсивность, по Z – все 16 профилей, обозначенных различными цветами: S – состояние поляризации передатчика, G – приборный «вектор» приемника

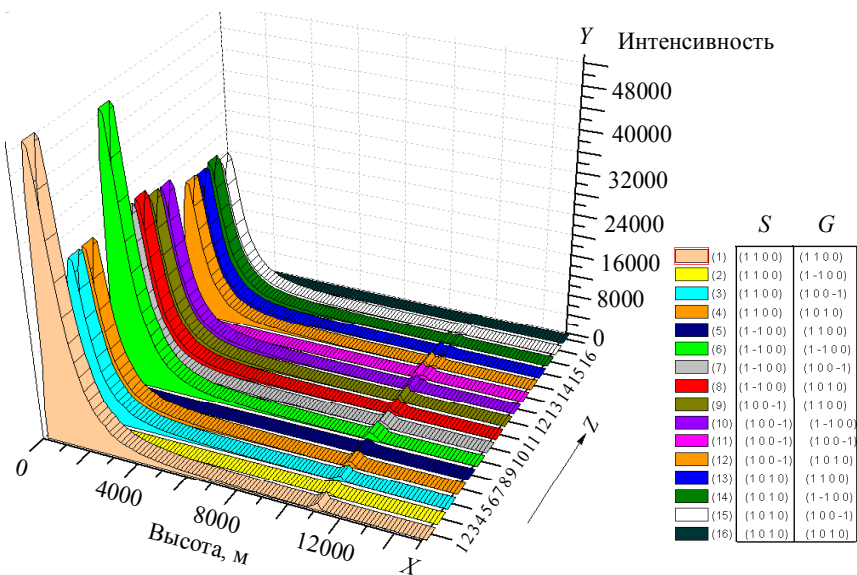


Рис. 10.5. Высотные профили 21 января 2010 г. Обозначения см. на рис. 10.4

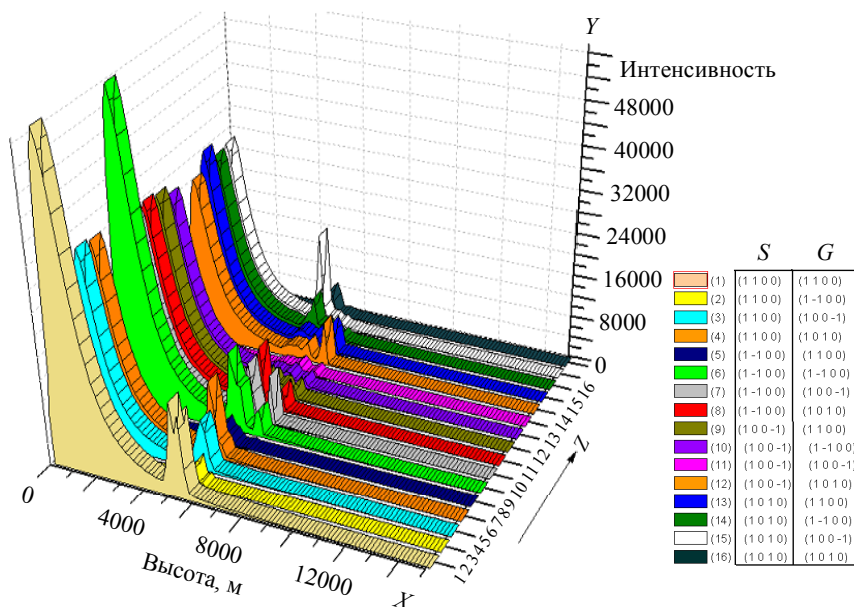


Рис. 10.6. Высотные профили 4 февраля 2010 г. По оси X – высота в метрах, по Y – интенсивность, по Z – все 16 профилей, обозначенных различными цветами: S – состояние поляризации передатчика, G – приборный «вектор» приемника

Полученные результаты использованы для вычисления МОРС. В табл. 10.2 приведен пример МОРС за 19 декабря 2009 г. для фоновой (релеевской) атмосферы на высоте 4,5 км. Элементы m_{22} , m_{33} и m_{44} близки к $\pm 0,98$, а недиагональные элементы близки к нулю.

В табл. 10.3 приведены МОРС для облачных слоев, находящихся на различных высотах.

Из качественного анализа МОРС, представленных в табл. 10.2 и 10.3, можно сделать два вывода, которые следуют из свойств симметрии: во-первых, матрица обратного рассеяния «чистой» атмосферы близка к диагональной и соответствует матрице молекулярного рассеяния, во-вторых, МОРС облачных слоёв (табл. 10.3) имеют отличные от нуля элементы m_{14} и m_{41} , что означает наличие в рассеивающем объёме асимметричных частиц.

Таблица 10.2

Высота, км	Вектор-параметр Стокса		Степень		МОРС
	зондирующего излучения $s_0(1, q_0, u_0, v_0)^t$	рассеянного излучения $s(h)(1, q, u, v)^t$	поляризации	деполяризации	
4,5	(1 1 0 0)	(1 0,96 -0,02 0,04)	0,96	0,04	$\begin{bmatrix} 1 & 0,00 & 0,00 & 0,03 \\ 0,00 & 0,96 & -0,08 & 0,01 \\ 0,00 & -0,02 & -0,98 & -0,03 \\ 0,03 & 0,01 & -0,05 & -0,97 \end{bmatrix}$
	(1 -1 0 0)	(1 -0,97 0,02 0,02)	0,97	0,03	
	(1 0 0 -1)	(1 -0,01 0,03 -0,94)	0,94	0,06	
	(1 0 1 0)	(1 -0,09 -0,97 -0,03)	0,98	0,02	

Таблица 10.3

Высота, км	Вектор-параметр Стокса		Степень		МОРС
	зондирующего излучения $s_0(1, q_0, u_0, v_0)^T$	рассеянного излучения $s(h)(1, q, u, v)^T$	поляризации	деполяризации	
19 декабря 2009 г.					
6,3	(1 1 0 0)	(1 0,41 -0,21 -0,14)	0,48	0,52	$\begin{bmatrix} 1 & -0,08 & 0,22 & -0,07 \\ -0,08 & 0,49 & -0,08 & -0,05 \\ -0,22 & 0,01 & -0,58 & -0,30 \\ -0,07 & -0,07 & -0,17 & -0,32 \end{bmatrix}$
	(1 -1 0 0)	(1 -0,57 -0,23 0,00)	0,62	0,38	
	(1 0 0 -1)	(1 -0,03 0,08 -0,39)	0,40	0,60	
	(1 0 1 0)	(1 -0,16 -0,81 -0,23)	0,86	0,14	
21 января 2010 г.					
10,5	(1 1 0 0)	(1 0,46 -0,34 -0,25)	0,62	0,38	$\begin{bmatrix} 1 & 0,02 & 0,35 & -0,33 \\ 0,02 & 0,44 & -0,08 & -0,08 \\ -0,35 & 0,01 & -0,47 & -0,36 \\ -0,33 & 0,08 & 0,20 & -0,13 \end{bmatrix}$
	(1 -1 0 0)	(1 -0,42 -0,37 -0,41)	0,69	0,31	
	(1 0 0 -1)	(1 0,09 0,01 -0,46)	0,47	0,53	
	(1 0 1 0)	(1 -0,06 -0,82 -0,13)	0,84	0,16	
4 февраля 2010 г.					
5,7	(1 1 0 0)	(1 0,83 -0,12 -0,16)	0,86	0,14	$\begin{bmatrix} 1 & 0,15 & -0,17 & -0,07 \\ 0,15 & 0,68 & -0,32 & 0,15 \\ 0,17 & -0,29 & -0,94 & 0,63 \\ -0,07 & -0,09 & 0,43 & -0,49 \end{bmatrix}$
	(1 -1 0 0)	(1 -0,53 0,45 0,02)	0,70	0,30	
	(1 0 0 -1)	(1 0,00 -0,46 -0,56)	0,73	0,27	
	(1 0 1 0)	(1 -0,17 -0,78 0,37)	0,88	0,12	

10.5. Экспериментальное определение параметров несферичности и ориентированности кристаллических частиц в перистых облаках

10.5.1. Параметры несферичности и ориентированности кристаллических частиц в перистых облаках

Лидарные измерения МОРС ансамбля ледяных частиц облаков верхнего яруса показали, что в кристаллических облаках нередко реализуются отступления от хаотической ориентации частиц. К внешним условиям, приводящим к ориентации частиц, можно отнести аэродинамические силы, возникающие при падении частиц, и, вероятно, ветровые сдвиги и электрические поля. Совместное действие этих сил приводит к тому, в ансамбле кристаллических частиц появляется направление преимущественной ориентации, связанное с направлением действия этих сил.

Многочисленные работы по исследованию микрофизики облаков верхнего яруса показывают большое разнообразие форм частиц, в том числе асимметричных. В этих условиях непросто определить признак ориентированности частиц, так как у них отсутствуют какие-либо плоскости и оси симметрии. Разумно предположить, что при лидарном зондировании в пределах зондируемого объема на частицы действует однородное поле векторных сил. Таким образом, при зондировании в зенит в ансамбле кристаллических частиц в направлении зондирования z существует плоскость зеркальной симметрии. Если плоскость зеркальной симметрии составляет азимутальный угол φ с плоскостью ориентации координат лидара xOz , то преобразованием поворота (10.12) эти плоскости можно совместить, а получаемая при этом МОРС M_{π}^{Π} будет приведённой к собственному базису матрицы.

Пользуясь правилом аддитивности, приведенную матрицу M_{π}^{Π} можно представить в виде суммы двух матриц соответственно с инвариантными M_{π}^{Π} и неинвариантными M_{π}^{Π} элементами относительно операции вращения:

$$M_{\pi}^{\Pi} = M_{\pi}^{\Pi} + M_{\pi}^{\Pi}. \quad (10.38)$$

Здесь матрица M_{π}^{Π} имеет вид

$$M_{\pi}^{\text{н}} = \begin{pmatrix} A & 0 & 0 & H \\ 0 & E & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -E & 0 \\ H & 0 & 0 & C \end{pmatrix}. \quad (10.39)$$

Элементы матрицы

$$A = M_{11},$$

$$C = M_{44},$$

$$H = M_{14} = M_{41},$$

$$E = \frac{1}{2}(M_{11} - M_{44}) = \frac{1}{2}(M_{22} - M_{33}) \quad (10.40)$$

инвариантны относительно оси вращения.

Матрица $M_{\pi}^{\text{н}}$ в (10.38) имеет вид

$$M_{\pi}^{\text{н}} = \begin{pmatrix} 0 & B & 0 & 0 \\ B & F & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F & D \\ 0 & 0 & -D & 0 \end{pmatrix} \quad (10.41)$$

с элементами, неинвариантными относительно оси вращения:

$$B = M_{12} \cos 2\varphi - M_{13} \sin 2\varphi,$$

$$D = M_{34} \cos 2\varphi - M_{24} \sin 2\varphi,$$

$$F = \frac{1}{2}(M_{22} + M_{33}) \cos 4\varphi - M_{23} \sin 4\varphi. \quad (10.42)$$

Таким образом, приведенная матрица $M_{\pi}^{\text{н}}$ $M'(\pi)$ примет вид

$$M_{\pi}^{\text{п}} = M_{\pi}^{\text{н}} + M_{\pi}^{\text{н}} = \begin{pmatrix} A & B & 0 & H \\ B & E + F & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -E + F & D \\ H & 0 & -D & C \end{pmatrix}. \quad (10.43)$$

Для приведения матрицы к виду (10.43), помимо свойств, присущих любой матрице обратного рассеяния M_{π} , использовалось ещё одно

предположение о наличии подансамбля частиц, для которого существует единственная плоскость, относительно которой он обладает зеркальной симметрией. Предполагалось, что это вертикальная плоскость и волновой вектор зондирующего излучения направлен в зенит. И в этом случае всегда найдется плоскость референции, содержащая в себе проекции ориентирующих векторов действия гравитации и иных факторов.

Наличие плоскости зеркальной симметрии в ансамбле рассеивающих частиц приводит к двойственности в задаче совмещения плоскости зеркальной симметрии с плоскостью ориентации координат лидача hoz относительно азимутального угла φ . Формально, эта двойственность решения возникает из-за двойных углов 2φ в операторе поворота осей координат на угол φ и, в общем случае, обусловлена многозначностью решения в виде $2\varphi \pm n2\pi$, где $n = 0, 1, 2, \dots$. Соответственно появляется двойственность в виде параметра B и смена знака параметра D преобразованной матрицы M_{π}^n :

$$B = M_{12} \cos 2\varphi - M_{13} \sin 2\varphi > 0,$$

$$B = M_{12} \cos 2\varphi - M_{13} \sin 2\varphi < 0. \quad (10.44)$$

Выбор между двумя альтернативами требует априорной физической информации. Ранее было показано, что при ориентации вытянутых осесимметричных частиц поперек плоскости референции реализуется альтернатива $B > 0$ и, наоборот, при группировке осей частиц возле плоскости референции реализуется альтернатива $B < 0$.

Получение неинвариантных параметров B , F и D матрицы обратного рассеяния M_{π}^n и инвариантного относительно оси вращения параметра H матрицы обратного рассеяния M_{π}^n играет важную роль в интерпретации характеристик облаков верхнего яруса.

Не менее важной характеристикой кристаллического облака является величина несферичности ледяных частиц. В процессе фазового перехода от жидкокапельного облака к кристаллическому форма частиц резко меняется от сферической к разнообразным формам ледяных кристаллов. Признаком фазового перехода в облаке служит резкое увеличение доли деполяризованного рассеянного излучения. При взаимодействии света с кристаллами часть излучения выходит из кристалла после ряда внутренних отражений, вследствие чего происходит деполяриза-

ция рассеянного излучения. На деполяризацию излучения также влияет шероховатость поверхности кристаллов при внешнем отражении. Таким образом, величина несферичности, определяемая как величина деполяризации, служит косвенным критерием преобладающей формы ледяных кристаллов в рассеивающем объеме. Однако на величину деполяризации рассеянного излучения большое влияние оказывает ориентированность ансамбля кристаллических частиц в облаке. Рассматривая критерий несферичности на основе инвариантного параметра E или, другими словами, как инвариант к ориентированности ансамбля кристаллических частиц в облаке, его можно представить в виде

$$e = 1 - \frac{M_{22} - M_{33}}{2M_{11}}. \quad (10.45)$$

Параметр ориентированности можно определить из диагональных элементов приведенной матрицы на основе неинвариантного параметра F как

$$f = \frac{M_{22}^n + M_{33}^n}{2M_{11}^n}. \quad (10.46)$$

Область определения параметра несферичности e находится в интервале величин $0 \leq e \leq 1$, что также соответствует области определения параметра ориентированности $0 \leq f \leq 1$.

10.5.2. Результаты поляризационных исследований облаков верхнего яруса

Приведем результаты, полученные при обработке массива объемом более 600 матриц обратного рассеяния света облаков верхнего яруса. Разрешение по высоте составило 96 м. Обработка экспериментальных данных производилась по методике, содержащей в себе калибровку по молекулярному рассеянию. Статистический подход к решению соответствующих систем уравнений позволил сопоставить каждому элементу матрицы, полученному из эксперимента, корректную оценку точности, что, в свою очередь, позволило произвести отбраковку матриц с большими ошибками. Как уже отмечалось ранее, операция приведения с помощью матричного преобразования поворота на угол преимущественной ориентации ансамбля кристаллических частиц облаков верхнего

яруса позволяет нормированную матрицу обратного рассеяния привести к универсальному виду, удобному для сравнения. В результате становится возможным произвести статистическую обработку для данных, полученных в разных условиях измерений.

На рис. 10.7 показан профиль по высоте среднего по всем реализациям параметра несферичности $e(h)$.

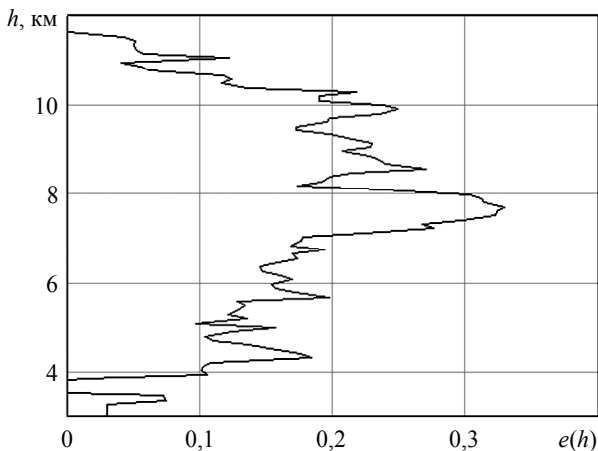


Рис. 10.7. Средняя величина параметра несферичности в облаках верхнего яруса

Из приведенных данных видно, что параметр несферичности $e(h)$ плавно меняется от величины 0,1 на высоте 4 км, принимая максимальное значение около 0,33 в диапазоне высот 7–8 км, и затем, после выраженного постоянного значения 0,2–0,25 с учетом статистической погрешности определения, на высотах 8–10 км снижается опять к величине 0,1.

На рис. 10.8 приведено распределение по высоте ненормированной частоты появления величины параметра несферичности частиц в облаках верхнего яруса.

На интервале высот от 6,5 до 10 км параметр несферичности имеет выраженный максимум, при этом на высотах 7–8 км это величина около 0,5, а в диапазоне высот 8–10 км параметр несферичности принимает значение около 0,45.

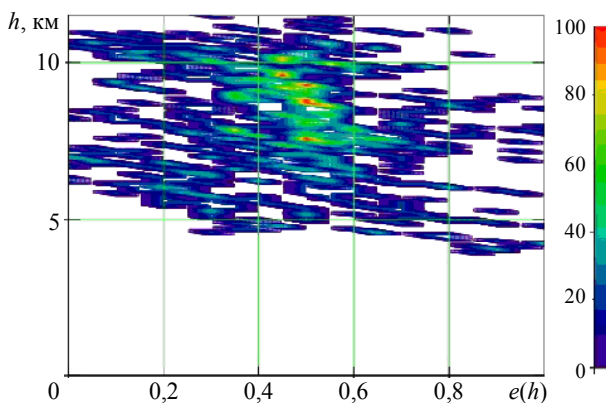


Рис. 10.8. Частоты появления величин параметра несферичности в эксперименте

На рис. 10.9 показана оценочная вероятность появления определённой величины параметра несферичности в облаке и сравнение с модельной кривой. Точками показана интерполяция экспериментальной зависимости моделью, параметры которой находились методом наименьших квадратов:

$$P(e) = 0,00002e^4 - 0,00066e^3 + 0,00684e^2 - 0,01233e + 0,01988. \quad (10.47)$$

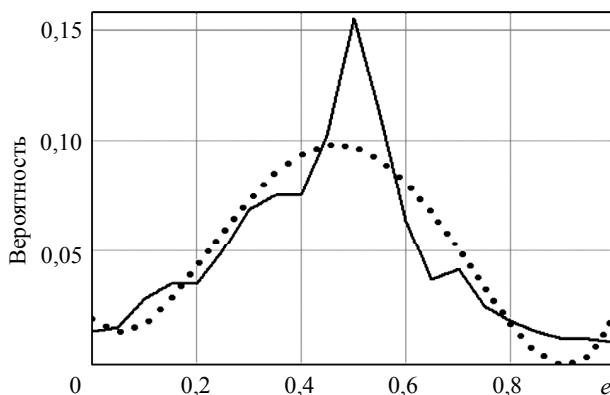


Рис. 10.9. Плотность распределения величин параметра несферичности: сплошная линия – эксперимент; точки – интерполяция моделью (10.47)

Из рис. 10.9 следует, что значение параметра несферичности равно 0,5 в ансамбле кристаллических частиц равно максимальной вероятности, достигающей величины 0,16.

На рис. 10.10 – 10.12 показаны результаты статистической обработки массива экспериментальных данных по параметру ориентированности $f(h)$. Из приведенных данных видно, что в среднем наибольшая ориентированность в ансамбле рассеивающих частиц наблюдается на высотах 7–8,5 км и, в несколько меньшей степени, на высотах 10–11 км.

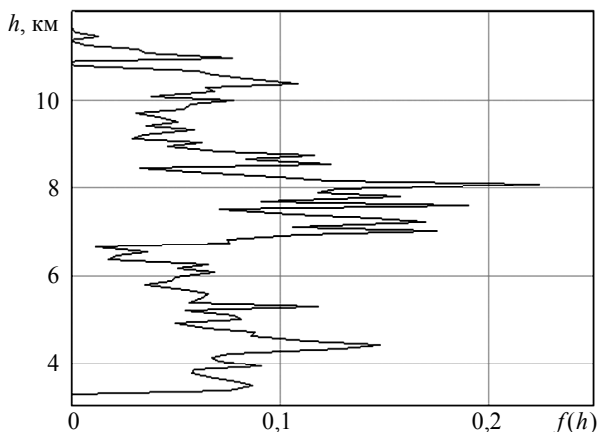


Рис. 10.10. Профиль по высоте среднего по всем реализациям параметра ориентированности, вычисленного по всем реализациям эксперимента

На рис. 10.11 приведено распределение по высоте ненормированной частоты появления величины параметра ориентированности в эксперименте по зондированию облаков верхнего яруса. На высотах 6–11 км наблюдается примерно одинаковая по частоте случаев слабо-выраженная ориентированность в ансамбле рассеивающих кристаллических частиц.

На рис. 10.12 показана гистограмма величин появления параметра ориентированности в облаке и сравнение с модельной кривой. Точками показана интерполяция экспериментальной зависимости моделью, параметры которой находились методом наименьших квадратов:

$$P(f) = -0,00005f^3 + 0,00228f^2 - 0,03632f + 0,19949. \quad (10.48)$$

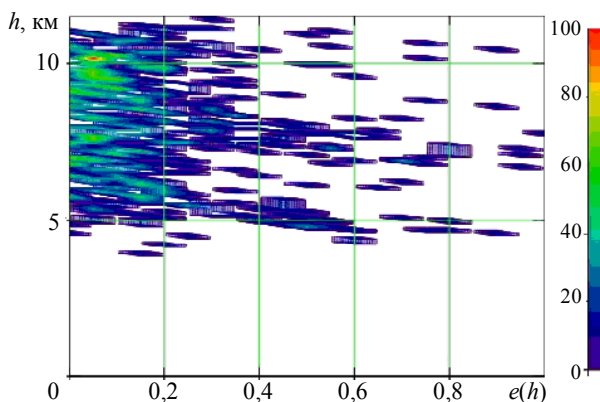


Рис. 10.11. Частоты появления величин параметра ориентированности в эксперименте

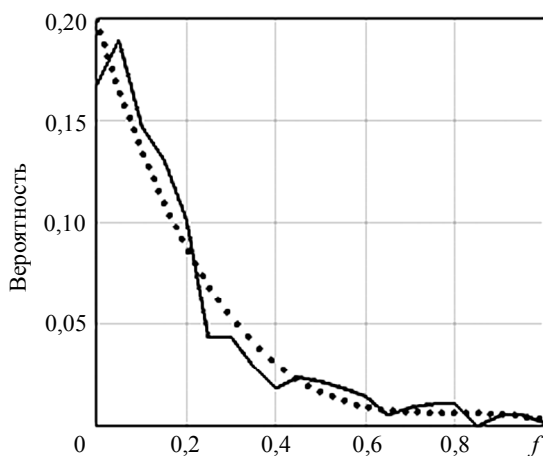


Рис. 10.12. Гистограмма величин параметра ориентированности: сплошная линия – эксперимент; точки – интерполяция моделью

Гистограмма показывает, что в целом вероятность появления преимущественно ориентированных частиц в кристаллическом облаке невысока.

Результаты анализа данных позволяют предположить, что рост параметра несферичности от высоты 4 км до высоты 7 км, вероятнее всего, обусловлен процессом роста и формирования кристаллов в восходящих теплых воздушных массах, охлаждающихся по мере подъема. Последующее небольшое снижение величины несферичности, вероятно, связано с возросшей ролью процессов осаждения, приводящих к дифференциации размеров и формы кристаллов по высоте. Необходимо также учитывать в этом процессе поведение воздушных потоков и распределение температуры вблизи границы тропопаузы. Распределение по высоте величины параметра ориентированности позволяет косвенно судить о влиянии границы тропопаузы. Так, выраженная ориентированность наблюдается на высотах 9–10 км. Учитывая уменьшившуюся на этой высоте величину параметра несферичности, можно предположить, с одной стороны, наличие на этих высотах преобладающих горизонтальных воздушных потоков, с другой стороны, преобладание на этих высотах одного сорта небольших по размеру частиц над другим, меньшим отношением размеров по малым и большим осям симметрии.

Глава 11

ИЗМЕРЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ АТМОСФЕРЫ ЛИДАРНЫМ МЕТОДОМ

11.1. Уравнение лазерного зондирования с использованием электрооптического соотношения

Для получения данных о напряженности электрического поля (E) воспользуемся электрооптическим соотношением, связывающим объемный коэффициент аэрозольного рассеяния с E (п. 9.3):

$$3,9E = \text{const } \alpha_{\text{рас}}(0,5 \text{ мкм}). \quad (11.1)$$

Обозначим $\frac{3,9}{\text{const}}$ через B . Чтобы найти коэффициент B , необходимо измерить в приземной атмосфере известными методами E (например, датчиком напряженности электрического поля) и $\alpha_{\text{рас}}(0,5 \text{ мкм})$ (например, с помощью фотоэлектрического нефелометра).

Для получения информации о характеристиках аэрозоля необходимо разрешить уравнение лазерного зондирования (10.5) относительно коэффициентов аэрозольного ослабления $\alpha_{\text{осл}}$ или рассеяния $\alpha_{\text{рас}}$, обратного рассеяния α_{π} . В общем случае указанные коэффициенты независимы. Для видимого диапазона можно принять $\alpha_{\text{осл}} = \alpha_{\text{рас}}$ (индексы в дальнейшем опустим).

Поэтому весьма важным параметром аэрозольной атмосферы является лидарное отношение

$$\beta = \frac{1}{4\pi} \Lambda x(\pi) = \alpha_{\pi} / \alpha, \quad (11.2)$$

где Λ – вероятность выживания кванта; $x(\pi)$ – индикатриса рассеяния в направлении назад.

Лидарное отношение, которое определяет долю рассеянной (отраженной) назад энергии по сравнению с падающей на элементарный объем среды, с учетом (11.1) будет выглядеть как

$$\beta = \alpha_{\pi} / B E. \quad (11.3)$$

Постоянная B зависит от метеооптического состояния атмосферы. Используя (11.3), можно представить уравнение зондирования в виде

$$\varphi(h) = \beta(h) B E(h) e^{-2 \int_0^h B E(h) dh}, \quad (11.4)$$

где

$$\varphi(h) = \frac{P(h) h^2}{A P_0 \Delta h G(h) k_m(h)}. \quad (11.5)$$

В (11.5) $P(h)$ – мощность эхосигнала от пространственно-однородной рассеивающей среды; P_0 – мощность зондирующего импульса; $\Delta(h) = c \Delta \tau_{\text{и}} / 2$ – пространственное разрешение, зависящее от длительности импульса $\tau_{\text{и}}$ и скорости распространения света в атмосфере; A – константа лидара, определяемая площадью приемной системы и пропусканием оптических элементов; $G(h)$ – функция геометрического фактора лидара; $k_m(h)$ – поправочный коэффициент, учитывающий влияние молекулярного рассеяния на заданной длине волны.

Как видно из (11.3) и (11.5), для решения уравнения зондирования необходимы априорные данные о лидарном отношении.

Измерение $\beta(h)$ в приземном слое атмосферы на высотах от 0 до 300 м можно осуществить с помощью двух лидаров, разнесенных на некоторое расстояние (рис. 11.1, а).

Физический принцип измерения довольно прост. Он заключается в объединении метода обратного рассеяния с нефелометрическим методом измерения коэффициента рассеяния аэрозольной атмосферы. Локаторы располагаются таким образом, чтобы их оптические оси пересекались на высоте h_i под углом 135° . Если они будут работать поочередно в режиме «прием – передача», то из одного и того же рассеивающего объема можно принимать две пары сигналов $P_1(h, \pi)$ и $P_2^*(h, \pi)$; $P_2(h, \pi)$ и $P_1^*(h, \pi)$. Первая пара формируется, когда второй локатор работает только в режиме приема, и наоборот.

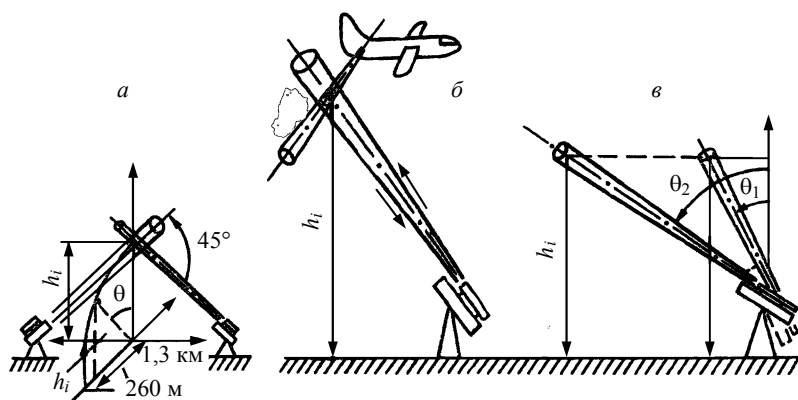


Рис. 11.1. Схемы экспериментов по исследованию высотного профиля лидарного отношения

Запишем уравнения для первой пары $P_1(h, \pi)$ и $P_2^*(h, \pi)$ (аналогичные уравнения можно записать и для второй пары сигналов $P_2(h, \pi)$ и $P_1^*(h, \pi)$):

$$P_1(h, \pi) = \frac{P_0}{2r^2} A c \tau_{\pi} T_1^2(r) \alpha_{\pi}(h); \quad (11.6)$$

$$P_2^*(h, \pi) = \frac{P_0}{2r^2} A c \tau_{\pi} T_1(r) T_2(r) \alpha_{\text{рас}}(h, 45^\circ), \quad (11.7)$$

где $P_1(h, \pi)$ и $P_2^*(h, \pi)$ – мощность сигналов, рассеянных объемом атмосферы, расположенным на высоте h ; r – расстояние до рассеивающего объема; $T_1(r)$ и $T_2(r)$ – прозрачность слоя атмосферы соответственно от локатора до рассеивающего объема и от рассеивающего объема до приемного устройства; $\alpha_{\pi}(h)$ и $\alpha_{\text{рас}}(h, 45^\circ)$ – коэффициенты обратного рассеяния и рассеяния под углом $\pi/4$. Учтем, что между коэффициентом направленного светорассеяния $\alpha_{\text{рас}}(h, 45^\circ)$ и общим коэффициентом рассеяния $\alpha(h)$ существует статистическая связь:

$$\alpha(h) = f \alpha_{\text{рас}}(h, 45^\circ). \quad (11.8)$$

Для большинства реализуемых в атмосфере метеоусловий среднее значение коэффициента пропорциональности $f = 45$ с 10 %-м отклонением в меньшую и большую стороны. Для простоты дальнейших рассуждений предположим геометрические параметры приемных устройств локаторов одинаковыми. Тогда, взяв отношение сигналов (11.6) и (11.7) с учетом (11.8), получаем с точностью до отношения прозрачностей атмосферы до выделяемого объема величину лидарного отношения:

$$\frac{\alpha_{\pi}}{\alpha(h)} = \frac{1}{f} \frac{P_1(h)}{P_2^*(h)} \frac{T_2(r)}{T_1(r)}. \quad (11.9)$$

Неопределенность, связанная с заданием отношения прозрачностей до рассеивающего объема от обоих концов трассы, снимается, если лидары одновременно работают в режиме «прием – передача». Из решения системы четырех уравнений находим величину лидарного отношения β в следующем виде:

$$\beta = \frac{\alpha_{\pi}}{\alpha(h)} = \frac{1}{f} \left[\frac{P_1(h, \pi) P_2(h, \pi)}{P_1^*\left(h, \frac{\pi}{4}\right) P_2^*\left(h, \frac{\pi}{4}\right)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (11.10)$$

Синхронно изменяя углы места и азимута локаторов так, чтобы они между их оптическими осями оставались постоянными, можно исследовать высотный ход $\beta(h)$. Рассеивающий объем при этом перемещается по дуге окружности, центр которой находится на линии, соединяющей локаторы. Максимальная высота определения β зависит от величины базы r_6 между локаторами. В приведенном случае $r_6 = 1,3$ км, соответственно $h_{\max} = 260$ м.

Для исследования лидарного отношения на высотах $h > 200$ –300 м используется другая методика, основанная на одновременном измерении коэффициента обратного рассеяния $\alpha_{\pi}^0(h_i)$ на выбранной высоте h_i с помощью малогабаритного самолетного локатора и амплитуды эхо-сигнала с этой же высоты при помощи наземного локатора (рис. 11.1, б).

Алгоритм определения $\beta(h_i)$ выражается через функцию (11.5) следующим образом:

$$\beta(h_i) = -\alpha_\pi^0(h_i) \left[\frac{d}{dh} \ln \frac{\varphi(h)}{\alpha_\pi^0(h)} \right]_{h=h_i}^{-1}. \quad (11.11)$$

В отсутствие самолетного локатора для оценки прозрачности атмосферы до выделенного объема на высоте h можно применить метод наклонных трасс. В этом случае зондирование проводится под двумя зенитными углами θ_1 и θ_2 (рис. 11.1, в). Затем с использованием профиля эхосигнала рассчитывается величина $\beta(h)$.

Таким образом, измерив $\beta(h)$ и α_π , можно найти напряженность электрического поля из уравнения лазерного зондирования, записанного с учетом напряженности электрического поля атмосферы. Следует иметь в виду, что при решении этой задачи всегда возникает вопрос о границах применимости электрооптического и лидарного отношений.

11.2. Измерение напряженности электрического поля в морской атмосфере

Чувствительными к изменениям, происходящим в среде, находящейся под воздействием электрического поля, являются интенсивности параллельного и ортогонального (по отношению к вектору падающего излучения) компонентов рассеянной волны. На рис. 11.2 представлены результаты измерений степени поляризации отраженного излучения от морской прибрежной дымки в зависимости от относительной влажности воздуха η , %.

Значения степени поляризации близки к нулю и даже принимают отрицательные величины. Объяснение деполяризации за счет несферичности частиц выглядит неудовлетворительным, так как из микрофизических исследований вытекает, что аэрозоль, образованный в результате кристаллизации капель раствора, в значительной степени изометричен. Отрицательные значения степени поляризации отраженного излучения наблюдались также при исследовании поляризационных характеристик стратосферного аэрозоля. Такие аномальные значения деполяризации объясняются наличием анизотропных слоев преимущественно ориентированных частиц, возникающих в результате ветровых сдвигов

и других выравнивающих процессов в атмосфере. В качестве одного из ориентирующих факторов может выступать также электрическое поле атмосферы. Следует отметить, что рассеивающая среда под действием электрического поля изменяет свои оптические характеристики из-за ориентации, наведенной анизотропии, поляризуемости самих частиц.

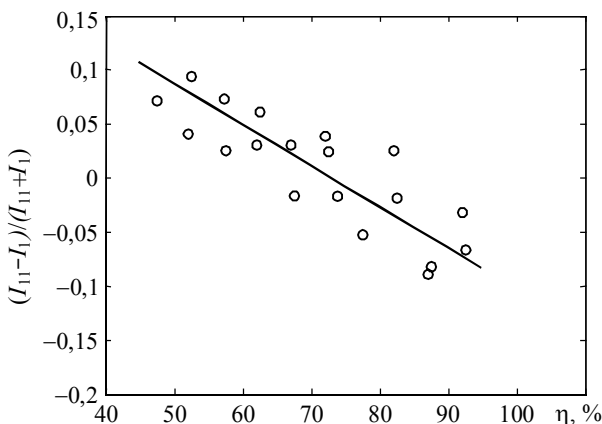


Рис. 11.2. Зависимость от относительной влажности воздуха степени поляризации отраженного излучения от морской прибрежной дымки

Исследования возможности измерения электрических параметров лидарными методами проводились в модельных экспериментах для биполярно ионизованных сред. В качестве аэрозольных сред были выбраны туманы, получаемые путем распыления 3,5 %-го раствора NaCl и морской соли. Процентный состав растворов определялся исходя из солености мирового океана. Морские солевые частицы являются важной составной частью атмосферных аэрозолей как над морской акваторией, так и над континентом. Результаты исследований показывают, что аэрозоль, получающийся в результате кристаллизации капель растворов NaCl и морской соли, несмотря на изометричность возникающих кристаллических агрегатов, обладает существенной анизотропией поляризуемости как в постоянном электрическом поле, так и на частотах оптического излучения. Именно ее наличием объясняется значительная деполяризация рассеянного назад излучения при измерениях в морской атмосфере.

Измерения поляризации проводились в камере искусственных туманов, где моделировалось электрическое поле атмосферы с помощью плоского конденсатора. Источником линейно-поляризованного излучения служил оптический квантовый генератор со следующими параметрами: $\lambda = 1,06$ мкм; $\tau_{\text{и}} = 15$ нс, частота следования импульсов 12,5 Гц. Оптическая плотность рассеивающей среды не превышала 0,3, относительная влажность воздуха в камере поддерживалась 40 %. В результате измерений была получена зависимость изменения степени поляризации отраженного излучения от величины напряженности электрического поля для морского аэрозоля (рис. 11.3). Из рис. 11.3 видно, что зависимость представляет собой кривую с минимумом при 160–200 В/см.

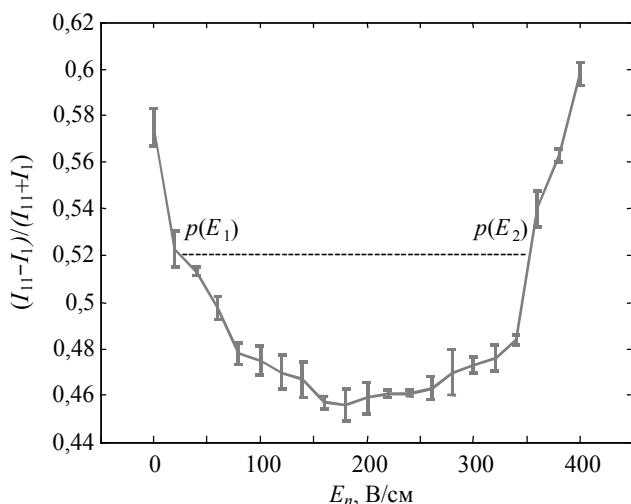


Рис. 11.3. Зависимость степени поляризации от напряженности электрического поля морской атмосферы

Теоретическая модель, объясняющая такое поведение поляризации отраженного излучения, создана в предположении изометричности анизотропных частиц морского аэрозоля и рассмотрена в гл. 6. В рамках этой модели появление минимума в зависимости поляризации от напряженности поля объясняется поведением кроссполяризованной компоненты интенсивности $I_{\perp}$. Эта компонента имеет максимум в зависимости от E . Появление максимума можно интерпретировать следую-

щим образом. При малых напряженностях внешнего поля происходит неполная ориентация частиц и при определенных значениях напряженности преимущественный угол ориентации составляет 45° . При таком преимущественном угле ориентации величина $I_\perp$ имеет максимальное значение. С дальнейшим увеличением напряженности внешнего поля все большее число частиц ориентируется вдоль вектора внешнего поля. Интенсивность $I_\perp$ при этом уменьшается и асимптотически приближается к нулю.

Зависимость $p(E)$ позволяет определить напряженность электрического поля в морской атмосфере лидарным методом. Для этого можно использовать лазерные поляризационные локаторы. Предварительно локатор калибруется, то есть в контролируемых условиях необходимо получить зависимость $p(E)$, аналогичную на приведенном рис. 11.3. Для этого проводятся параллельные измерения напряженности поля с помощью известных электрических устройств и локатора для различных атмосферных состояний. Затем, измеряя в реальной атмосфере степень поляризации, по калибровочной кривой находим соответствующую ей напряженность поля. Однако, как видно из рис. 11.3, степень поляризации $p(E_1)$ равна $p(E_2)$, что приводит к неоднозначности определения E , то есть одно и то же значение степени поляризации соответствует двум разным значениям напряженности поля. Разрешить эту неопределенность можно, привлекая вспомогательные измерения электрических или оптических характеристик. Например, если провести анализ поведения параллельной компоненты $I_\parallel$, то, зная, что $I_\parallel(E_1) > I_\parallel(E_2)$ (см. рис. 8.11), можно уже однозначно определить напряженность поля.

ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

Основная

1. *Атмосфера*: справочник. – Л.: Гидрометеиздат, 1991. – 511 с.
2. *Бекряев В.И.* Молнии, спрайты и джеты. – СПб.: Изд-во РГГМУ, 2009. – 96 с.
3. *Беляев С.П., Никифорова Н.К., Смирнов В.В., Щелчков Г.И.* Оптико-электронные методы изучения аэрозолей. – М.: Энергоиздат, 1981. – 232 с.
4. *Валиев Е.А., Иванов Е.Н.* Броуновское вращение // УФН. – 1973. – Т. 109. – Вып. 1. – С. 31.
5. *Вукс М.В.* Электрические и оптические свойства молекул и конденсированных сред. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1984. – 334 с.
6. *Долгинов А.З., Гнедин Ю.Н., Силантьев Н.А.* Распространение и поляризация излучения в космической среде. – М.: Наука, 1979. – 423 с.
7. *Донченко В.А.* Электрооптические эффекты при распространении оптического излучения в аэрозольной атмосфере // Оптика атмосферы. – 1989. – Т. 2. – № 1. – С. 5–20.
8. *Зуев В.Е., Кабанов М.В.* Оптика атмосферного аэрозоля. – Л.: Гидрометеиздат, 1987. – 256 с.
9. *Ивлев Л.С., Довгалюк Ю.А.* Физика атмосферных аэрозольных систем. – СПб.: НИИХ СПбГУ, 1999. – 194 с.
10. *Имянитов И.М., Шифрин К.С.* Современное состояние исследований атмосферного электричества // УФН. – 1962. – Т. 76. – Вып. 4. – С. 593–642.
11. *Ипполитов И.И., Кабанов М.В., Смирнов С.В.* Концепция сетевого мониторинга природно-климатических процессов в Сибири // Оптика атмосферы и океана. – 2011. – Т. 24. – № 1. – С. 7–14.
12. *Капустин В.Н., Любовцева Ю.С., Розенберг Г.В.* Опыт электрооптического исследования аэрозоля // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. – 1980. – Т. 11. – № 10. – С. 1015–1021.
13. *Качурин Л.Г.* Физические основы воздействия на атмосферные процессы. – Л.: Гидрометеиздат, 1990. – 464 с.
14. *Кашилева Л.В.* Атмосферное электричество. – СПб.: Изд-во РГГМУ, 2008. – 116 с.
15. *Келих С.* Молекулярная линейная оптика. – М.: Наука, 1981. – 671 с.
16. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике. – М.: Наука, 1968. – 720 с.
17. *Красногорская Н.В.* Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. – Л.: Гидрометеиздат, 1972. – 323 с.

18. *Куповых Г.В., Морозов В.Н., Шварц Я.М.* Теория электродного эффекта в атмосфере. – Таганрог: Изд-во ТРТУ, 1998. – 123 с.
19. *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 1. Механика. – М.: Наука, 1988. – 215 с.
20. *Мареев Е.А.* Достижения и перспективы исследований глобальной электрической цепи // УФН. – 2010. – Т. 180. – № 5. – С. 527–534.
21. *Мирзабекян Г.З.* Зарядка аэрозолей в поле коронного заряда // Сильные электрические поля в технологических процессах. – М.: Энергия, 1969. – С. 20–39.
22. *Ньютон Р.* Теория рассеяния волн и частиц. – М.: Мир, 1969. – 607 с.
23. *Региональный мониторинг атмосферы. Ч. 3. Уникальные измерительные комплексы* / под ред. М.В. Кабанова. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. – 238 с.
24. *Стрэттон Дж.А.* Теория электромагнетизма. – М.; Л.: Гостехиздат, 1948. – 540 с.
25. *Смирнов В.В.* Ионизация в тропосфере. – СПб.: Гидрометеиздат, 1992. – 312 с.
26. *Стоилов С., Шилов В.Н., Духин С.С. и др.* Электрооптика коллоидов. – Киев: Наукова думка, 1977. – 200 с.
27. *Тверской П.Н.* Курс метеорологии (физика атмосферы). – Л.: Гидрометеиздат, 1962. – 700 с.
28. *Толстой Н.А., Спартаков А.А.* Электрооптика и магнитооптика дисперсных систем. – СПб.: Изд-во С.ПбГУ, 1996. – 244 с.
29. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. Т. 5. – М.: Мир, 1977. – 302 с.
30. *Френкель Я.И.* Теория явлений атмосферного электричества. – Л.; М.: Гостехиздат, 1949. – 155 с.
31. *Фролов Ю.Г.* Курс коллоидной химии. Поверхностные явления и дисперсные системы. – М.: Химия, 1982. – 400 с.
32. *Фукс Н.А.* Механика аэрозолей. – М.: Наука, 1955. – 351 с.

Дополнительная

1. *Алоян А.Е.* Динамика и кинетика газовых примесей и аэрозолей в атмосфере. – М.: ИВМ РАН, 2002. – 201 с.
2. *Анисимов С.В., Мареев Е.А.* Геофизические исследования глобальной электрической сети // Физика Земли. – 2008. – № 10. – С. 8–18.
3. *Анисимов С.В., Мареев Е.А., Шихова Н.М., Дмитриев Э.М.* Механизмы формирования пульсаций электрического поля приземной атмосферы // Изв. вузов. Радиофизика. – 2001. – Т. 44. – № 7. – С. 8–18.
4. *Базелян Э.М., Райзер Ю.П.* Механизм притяжения молнии и проблема лазерного управления молнией // УФН. – 2000. – Т. 170. – № 7. – С. 753–769.

5. Баласенян С.Ю. Динамическая геоэлектрика. – Новосибирск: Наука, 1990. – 231 с.
6. Гуревич А.В., Зыбин К.П. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // УФН. – 2001. – Т. 180. – № 5. – С. 527–534.
7. Давыденко С.С. Влияние ионосферных течений на эффект планетарного электрического генератора // Геомагнетизм и аэрономия. – 2012. – Т. 52. – № 2. – С. 226–236.
8. Евтушенко А.А., Мареев Е.А. О генерации слоев электрического заряда в мезомасштабных конвективных системах // Изв. РАН. Сер. ФАО. – 2009. – Т. 45. – № 2. – С. 255–265.
9. Евтушенко А.А., Мареев Е.А. Моделирование возмущений состава мезосферы под действием высотных разрядов – спрайтов // Изв. вузов. Радиофизика. – 2011. – Т. 54. – № 2. – С. 123–140.
10. Ермаков В.И., Стожков Ю.И. Физика грозových облаков. – М.: ФИАН, 2004. Препринт № 2. – 39 с.
11. Жеребцов Г.А., Коваленко В.А., Молодых С.И. Радиационный баланс атмосферы и климатические проявления солнечной переменности // Оптика атмосферы и океана. – 2004. – Т. 17. – № 12. – С. 1003–1017.
12. Ипполитов И.И., Кабанов М.В., Нагорский П.М. и др. Динамика спектра вариаций атмосферно-электрического поля в предгрозовой атмосфере // Оптика атмосферы и океана. – 2012. – Т. 25. – № 2. – С. 132–136.
13. Климин Н.Н., Шварц Я.М. Оценки трендов в рядах данных приземного атмосферного электричества // Метеорол. и гидрол. – 1996. – № 11. – С. 20–26.
14. Козлов В.И., Мулларов В.А., Каримов Р.Р. Пространственное распределение плотности грозových разрядов на Востоке России по данным дистанционных наблюдений // Современные проблемы дистанционного зондирования земли из космоса. – 2011. – Т. 8. – № 3. – С. 257–262.
15. Лейхтман Д.Л. Физика пограничного слоя атмосферы. – Л.: Гидрометеоздат, 1970. – 342 с.
16. Мареев Е.А., Яцунин С.А. Об условиях инициации электрических разрядов в средней атмосфере // Изв. РАН. Сер. ФАО. – 2010. – Т. 46. – № 1. – С. 78–84.
17. Матвеев А.Н. Электродинамика и теория относительности. – М.: Высшая школа, 1964. – 429 с.
18. Махоткин Л.Г. Снова о гипотезе Эберета // Труды ГГО. – 1974. – Вып. 301. – С. 70–74.
19. Морозов В.Н., Куповых Г.В. Теория электрических явлений в атмосфере. – Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic publishing, 2012. – 330 с.
20. Пхалагов Ю.А., Ужегов В.Н., Полькин В.В. и др. Исследования изменчивости и взаимосвязи оптических и электрических характеристик приземной атмосферы в зимних условиях // Оптика атмосферы и океана. – 2011. – Т. 24. – № 4. – С. 269–274.

21. Пхалагов Ю.А., Инполитов И.И., Козлов В.С. и др. Взаимосвязь оптических и электрических характеристик приземной атмосферы // Труды VII Всерос. конф. по атмосферному электричеству. – СПб.: ГГО им. Воейкова, 2012. – С. 187–189.
22. Свирунов Н.П. Диффузионный механизм формирования электрического поля в приземном слое атмосферы // Метеорол. и гидрол. – 1990. – № 2. – С. 114–116.
23. Смышляев С.П., Мареев Е.А., Галин В.Я. Моделирование влияния грозовой активности на газовый состав атмосферы // Изв. РАН. Сер. ФАО. – 2010. – Т. 46. – № 4. – С. 487–504.
24. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1967. – 113 с.
25. Чалмерс Дж. Атмосферное электричество. – Л.: Гидрометеиздат, 1974. – 316 с.
26. Чернева Н.В., Пономарев Е.А., Фирстов П.П., Бузевич А.В. Базовые модели вертикальной компоненты атмосферного электрического поля // Вестник КРАУНЦ. Науки о Земле – 2007. – № 2. – Вып. 10. – С. 60–64.
27. Шварц Я.М., Озуряева Л.В. Многолетний ход атмосферного электричества в приземном слое // Метеорол. и гидрол. – 1987. – № 1. – С. 59–64.
28. Шаталина М.В., Мареев Е.А., Анисимов С.В., Шихова Н.М., Моделирование динамики элетрического поля в атмосфере методом пробных структур // Изв. вузов. Радиофизика. – 2005. – Т. 48. – № 8. – С. 648–660.
29. Эберет Г.Т. К вопросу о взаимосвязи вариаций атмосферного электричества с уровнем естественной радиации. – Л.: Гидрометеиздат, 1954. – 54 с.
30. Электрическое взаимодействие геосферных оболочек / под ред. В.А. Моргунова, В.А. Троицкой, С.В. Анисимова. – М.: ОИФЗ РАН, 2000. – С. 200–209.
31. Якубов В.П. Электродинамика: учеб. пособие. – Томск: Изд-во НТЛ, 2006. – 148 с.
32. Brazenor T.J. and Harrison R.G. Aerosol modulation of the optical and electrical properties of urban air // Atmos. Environment. – 2005. – V. 39. – P. 5205–5212.
33. Carlson B.E. and Inan U.S. A novel technique for remote sensing of thunderstorm electric fields via the Kerr effect and sky polarization // Geophys. Res. Lett. – 2008. – V. 35. – L22806. – P. 1–5.
34. Hays P. and Roble R.G.A. Quasi-static model of global atmospheric electricity. I The lower atmosphere // J. Geophys. Res. – 1979. – V. 84. – No. 47. – P. 3791–3305.
35. Harrison R.G. Columnar resistance changes of urban air // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. – 2005. – V. 67. – P. 763–773.
36. Harrison R.G. Long-term measurements of the global atmospheric electric circuit at Eskdalemuir, Scotland, 1911–1981 // Atmos. Res. – 2004. – V. 75. – P. 1–19.

-
37. *Harrison R.G. and Ingram W.J.* Air-earth current measurements at Kew, London, 1909–1079 // *Atmos. Res.* – 2005. – V. 76. – P. 49–64.
 38. *Hoppel W.A.* Theory of the electrode effect // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1967. – V. 29. – No. 6. – P. 709–721.
 39. *Hoppel W.A.* Measurement of the mobility distribution of tropospheric ions // *Pure Appl. Geophys.* – 1970. – V. 81. – No. 4. – P. 192–195.
 40. *Israël H.* Atmospheric Electricity. – Jerusalem, 1970. – V. 1–2. – 246 p.
 41. *Makino M. and Ogawa T.* Responses of atmospheric electric field and air-earth current to variation of conductivity profiles // *J. Atm. Terrest. Phys.* – 1984. – V. 46. – No. 5. – P. 431–435.
 42. *Markson R., Ruhnke L.H., and Williams E.R.* Global scale comparison of ionospheric potential measurements // *Atmos. Res.* – 1999. – V. 51. – P. 315–321.
 43. *Mühleisen R. and Fisher H.I.* Messung des luffelectrischen felds in der frein atmosphere // *Naturwiss.* – 1960. – Bd. 47. – No. 1. – S. 36–37.
 44. *Planetary Atmospheric Electricity / Leblanc F. et al. (eds.) // Space Sci. Rev.* 2008. – V. 137. – Iss. 1–4. – 532 p.
 45. *Rakov V.A. and Uman M.A.* Lightning, Physics and Effects. – Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003. – 687 p.
 46. *Rycroft M.J., Israelsson S., and Price C.* The global atmospheric electric current, solar activity and climate change // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* – 2000. – V. 62. – P. 1563–1576.
 47. *Tinsley B.A.* On the variability of the stratospheric column resistance in the global electric circuit // *Atmos. Res.* – 2005. – V. 76. – P. 78–94.
 48. *Williams E.R.* Lightning and climate: a review // *Atmos. Res.* – 2005. – V. 76. – P. 272–287.
 49. *Wilson C.T.R.* The electric field of a thunder-cloud and some of it's effects // *Proc. Phis. Soc.* – 1925. – V. 37. – P. 32–40.
 50. *Wilson C.T.R.* The model of the atmospheric electricity // *J. Frankl. Inst.* – 1929. – V. 208. – No. 1. – P. 15–32.
 51. *Whipple J.V.* On the accociation of the diurnal variations of the electric potential gradient in the fine weather with the distribution of thunderstorms over the globe // *Quart J. Royal Meteor. Soc.* – 1929. – V. 55. – No. 1. – P. 73–81.
 52. *Volland H.* Atmospheric Electrodynamics. – Berlin, 1984. – 205 p.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	3
Глава 1. Электрические свойства микросистем	6
1.1. Историческая справка.....	6
1.2. Электрические мультиполи. Потенциал системы зарядов.....	7
1.3. Индуцированный дипольный момент	9
Глава 2. Атмосферное электричество	20
2.1. Основные электрические характеристики.....	20
2.2. Природа и основные свойства глобальной электрической цепи.....	28
2.3. Многолетние, годовые и суточные изменения атмосферно-электрических величин	35
2.4. Нестационарные вариации электрических величин в атмосфере	44
Глава 3. Оптические явления в атмосферном электрическом поле	54
3.1. Разделение зарядов в мощных конвективных облаках	54
3.2. Электризация вулканических выбросов	58
3.3. Линейный молниевый разряд	62
3.4. Электрооптические явления средней атмосферы	67
3.5. Электрооптические явления вблизи поверхности земли	76
Глава 4. Модели электрических процессов в атмосфере.....	79
4.1. Основные уравнения, описывающие электрические поля в атмосфере.....	79
4.2. Напряженность электрического поля в атмосфере, обусловленная системой зарядов.....	85

4.3. Модели глобальной электрической цепи	98
4.4. Электрические явления в верхней тропосфере и средней атмосфере	113
4.5. Модели электродинамического состояния приземного слоя атмосферы	124
Глава 5. Атмосферный аэрозоль	136
5.1. Происхождение атмосферного аэрозоля	136
5.2. Характеристики индивидуальных частиц	141
5.3. Распределение частиц по размерам	143
Глава 6. Взаимодействие электромагнитного излучения с дисперсной системой	150
6.1. Интенсивность рассеянного излучения. Коэффициенты рассеяния, поглощения и ослабления	150
6.2. Параметры Стокса. Матрица рассеяния	154
6.3. Рассеяние независимыми частицами	156
6.4. Уравнения переноса излучения	159
Глава 7. Электрофизика дисперсных систем	165
7.1. Двойной электрический слой	165
7.2. Индуцированный дипольный момент коллоидной частицы	170
7.3. Особенности электрических свойств аэрозолей	175
7.4. Электроориентационный эффект для частиц	182
7.5. Трансформация дисперсных систем в электрическом поле (агрегационные эффекты)	185
Глава 8. Электрооптические эффекты при распространении оптического излучения	189
8.1. Спектральная прозрачность ионизованной среды	189
8.2. Особенности углового распределения интенсивности рассеянного излучения в заряженной среде	197
8.3. Ориентация частиц в электромагнитном поле	207
8.4. Влияние постоянного электрического поля на поляризацию рассеянного света аэрозолями	222

Глава 9. Сопряженность электрических и оптических явлений	235
9.1. Просветление аэродисперсной среды в электрическом поле.....	235
9.2. Электрооптические явления в импульсном электрическом поле.....	240
9.3. Электрооптическое соотношение в камере искусственных сред	249
9.4. Электрооптические явления в аэрозольной атмосфере.....	253
 Глава 10. Обнаружение ориентированных частиц аэрозоля в атмосфере методом лазерного поляризационного зондирования	268
10.1. Уравнение лазерного зондирования в приближении однократного рассеяния	269
10.2. Описание поляризационных свойств лазерного излучения и характеристик среды.....	272
10.3. Уравнение лазерного зондирования в векторной форме.....	277
10.4. Методика измерения матрицы обратного рассеяния света поляризационным лидаром	279
10.5. Экспериментальное определение параметров несферичности и ориентированности кристаллических частиц в перистых облаках	290
 Глава 11. Измерение напряженности электрического поля атмосферы лидарным методом.....	299
11.1. Уравнение лазерного зондирования с использованием электрооптического соотношения	299
11.2. Измерение напряженности электрического поля в морской атмосфере	303
 ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА	307
Основная.....	307
Дополнительная	308

Учебное пособие

Донченко Валерий Алексеевич
Кабанов Михаил Всеволодович
Кауль Бруно Валентинович
Нагорский Петр Михайлович
Самохвалов Игнатий Викторович

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Редактор *Н.И. Шидловская*
Дизайн, верстка *Д.В. Фортеса*

ООО «Издательство научно-технической литературы»
634050, Томск, пл. Новособорная, 1, тел. (3822) 533-335

Изд. лиц. ИД № 04000 от 12.02.2001. Подписано к печати 20.08.2015.
Формат 60 × 84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Печать офсетная. Гарнитура «Таймс».
Усл. п. л. 18,37. Уч.-изд. л. 20,57. Тираж 200 экз. Заказ № 29.

Отпечатано на оборудовании
Издательского Дома Томского государственного университета,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, тел. (3822) 531-528, 529-849. Заказ № 898.
<http://publish.tsu.ru> E-mail: rio.tsu@mail.ru