

Аэрозоли и электричество

(ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ)

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.

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 радиолиза. 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

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

Ко второй – 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 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 сообщении. 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.

Историческая справка

Электрооптическими явлениями будем называть 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 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. Ланжевеном 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, который возникает под действием мощного оптического (лазерного) излучения.

Позднее появились результаты исследования двойного лучепреломления в пьезодиэлектриках, полученные Ф. Поккельсом в 1894 г. Эффект Поккельса – 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 также электроповерхностных явлений в коллоидных частицах.

В электрооптике дисперсных систем следует выделить статико-оптический 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.

Понятие канала распространения лазерного излучения

Канал распространения оптического излучения – это совокупность устройств и физических сред, передающих сигналы в оптическом диапазоне длин волн.

В зависимости от функционального назначения оптико-электронных приборов используется ряд типов сред-каналов, по которым распространяется оптическое излучение от передатчика к приемнику.

К числу основных оптических каналов относятся: космический (безатмосферный), атмосферный, оптико-волноводный.

Основные физические параметры атмосферного канала распространения лазерного излучения представлены на рисунке.

Энергетические параметры канала:

$E(t)$ – амплитуда исходящего излучения, $[B]$;

$W(t)$ – энергия излучения, $[Bm]$;

$f(w,s)$ – распределение энергии в поперечном сечении пучка, $[Bm/cm^2]$

Пространственно-временные параметры

λ – длина волны;

Δt – длительность импульса излучения;

α_m – расходимость, сходимость пучка;

a_k – диаметр (радиус) пучка

Метеорологические параметры

P_a – давление; V_B – скорость ветра; T – температура среды (воздуха).

Микроструктурные параметры

a – размер частиц; $f(a)$ – распределение частиц по размерам;

N_0 – концентрация частиц; $\langle N \rangle$ – среднее число очагов пробоя, $[m^{-1}]$.

Акустические параметры

ρ_k – плотность вещества (воздуха);

u_e – скорость звука;

$\alpha_{кз}$ – коэффициент поглощения звука.

Теплофизические параметры

c_p – изобарная удельная теплоемкость воздуха, $\left[\frac{Дж}{кгK^{\circ}} \right]$;

χ – коэффициент теплопроводности воздуха, $[м^2/с]$;

$T_{кр}$ – критическая температура вещества частицы, $[К]$.

Электрические параметры

ρ_e – объемный заряд, $[Кл]$; σ – проводимость, $[Смсм^{-1}]$;

i – ток проводимости, $[А]$; λ_{+-} – полярные проводимости;

E_n – напряженность электрического поля, $[В/м]$.

Оптические параметры

σ_p – коэффициент рассеяния, $[м^{-1}]$;

σ_n – коэффициент поглощения, $[м^{-1}]$;

$\sigma_p + \sigma_n = \alpha$ – коэффициент ослабления, $[м^{-1}]$;

m_k – комплексный коэффициент преломления;

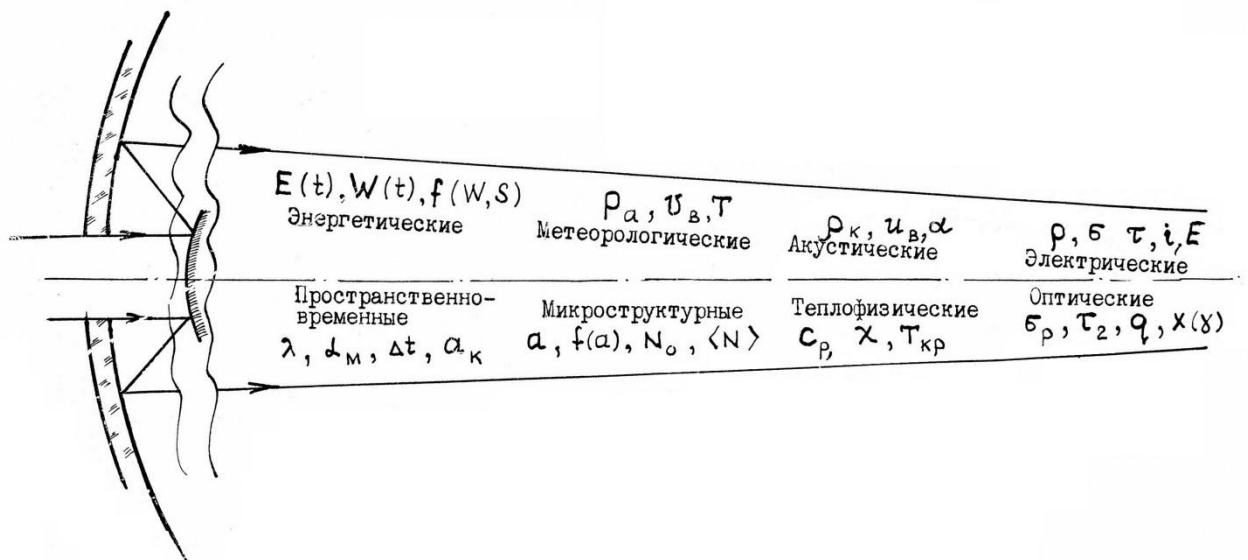
$\chi(\gamma)$ – индикатриса рассеяния;

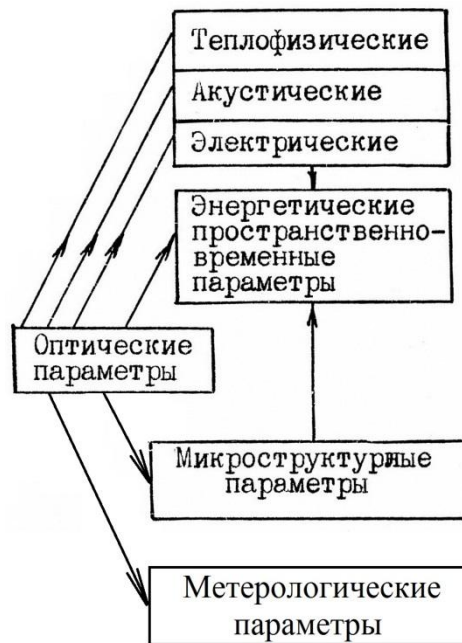
$\Lambda = \frac{\sigma_p}{\sigma_p + \sigma_n}$ – вероятность выживания кванта.

Методы диагностики канала распространения, малых рассеивающих объемов

1. Контактный
2. Тепловой и термооптический
3. Акустический и акустооптический
4. Спектроскопический
5. Лазерного зондирования
6. Радио и СВЧ
7. Оптический метод диагностики турбулентности
8. Пассивный метод
9. Методы вычислительной диагностики, включая РВТ
10. Голографический
11. Электрооптический
12. Метод активной диагностики СКИ

Канал распространения лазерного излучения





На этом же рисунке приведена схема взаимной диагностики параметров канала.

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, приблизительно равным $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кулона (Кл), 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).

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

$$\rho = -\varepsilon_0 \nabla E.$$

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 $\mathbf{E}$. Напряженность поля в какой-то точке равна отношению силы $\mathbf{F}$, 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):

$$\mathbf{E} = \mathbf{F}/q.$$

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 $\mathbf{r}_0$, пропорциональны соответствующим координатам вектора силы в той же точке:

$$F_x(\mathbf{r}_0) = -K \left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_0}, \quad F_y(\mathbf{r}_0) = -K \left. \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_0}, \quad F_z(\mathbf{r}_0) = -K \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_0}.$$

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:

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

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 $q\varphi(r)$ является потенциальной энергией заряда в точке r .

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

Поскольку в формулу (2.3) закона сохранения энергии входит не сам потенциал $\varphi(r)$, 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 $r \rightarrow 0$).

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

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

где E_x , E_y , E_z – проекция вектора напряженности поля на оси x , y , z прямоугольной системы координат или в обозначениях векторного анализа $E = -\nabla\varphi$ (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:

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

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:

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

где e_i – заряд i частицы; v_i – её скорость; сумма здесь берется по N частицам, находящимся в элементарном объеме ΔV . Плотность электрического тока измеряется в A/m^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):

$$j = (\lambda_+ + \lambda_-)E_h - e_{\pm}(D_T + D)\frac{dn_{\pm}}{dz} + e_{\pm}n_{\pm}V_B,$$

где $(\lambda_+ + \lambda_-)$ – суммарная проводимость воздуха; E_h – вертикальная напряженность электрического поля; D_T и D – коэффициенты турбулентной и молекулярной диффузии; $n_{\pm}$ – концентрация носителей заряда; V_B – 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. 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

$$\lambda_{\text{пр}} = \lambda_{+} + \lambda_{-} = \sum_i (e_i u_i n_{i+} + e_i u_i n_{i-}),$$

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 можно записать проще:

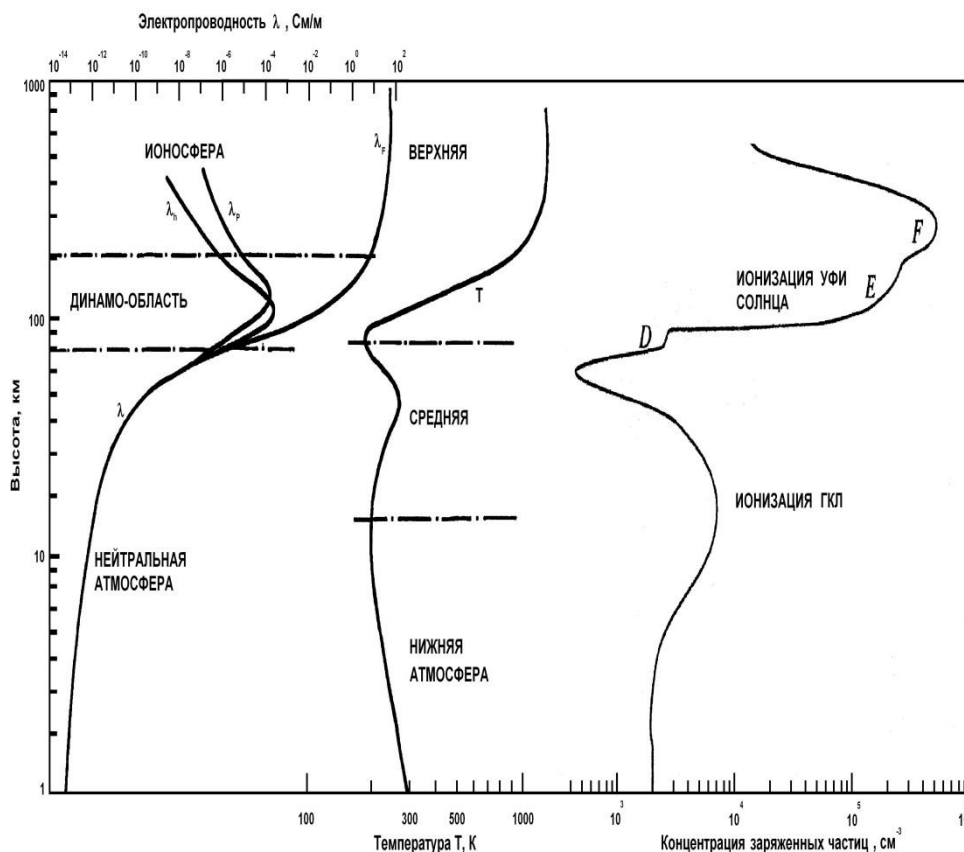
$$\lambda_{\pm} = e n_{\pm} u_{\pm}.$$

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 ($[I] = \text{А}$), общее сопротивление атмосферы R ($[R] = \text{Ом}$), плотность электрического заряда ρ ($[\rho] = \text{Кл}/\text{м}^3$). Кроме того, для каждого района земного шара рассматривают сопротивление столба атмосферы, рассчитанное на единичную площадь R_c ($[R_c] = \text{Ом} \cdot \text{м}^2$).

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. Здесь же приведены зависимости температуры и проводимости атмосферы с высотой.



При малой степени радиоактивности верхнего слоя почвы действие α -излучений ограничивается высотой в несколько см, 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 / ($\text{м}^3 \text{с}$).

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

$$M = \gamma_P \left[\frac{E_P E_{\perp}}{r} \right] + \gamma_{\perp} \left[\frac{E_{\perp} E_P}{r} \right] \left[E_P E_{\perp} \right] (\gamma_{\perp} - \gamma_P)$$

где r_0 – радиус Земли; $\alpha^{-1} = 6,4 \text{ км}$. Представление конечно не единственно.

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).

Природа атмосферного электричества и глобальная электрическая цепь

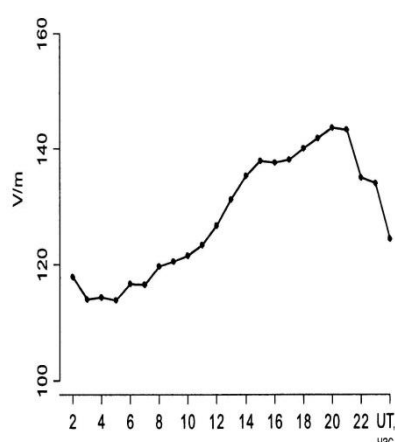
Во всей толще атмосферы происходят динамические процессы, связанные с заряженными частицами. Их значимость и характерные времена существенно зависят от высоты, т.е. от плотности атмосферы, от температуры, от наличия аэрозольных слоев и от высотной зависимости источников ионизации. Распределённый токовый 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.

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.)), 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.



Суточный ход часовых значений градиента потенциала над океанами (унитарная вариация, «кривая Карнеги») в условиях хорошей погоды

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} секунды 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.

АТМОСФЕРНЫЙ АЭРОЗОЛЬ

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. приведено среднее годовое 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).

**Среднегодовое поступление в атмосферу
аэрозолей от различных источников**

Источник или вид аэрозоля	Количество аэрозолей, млн т	
	природное	антропогенно е
Первичное образование		
Сжигание угля	-	36
Черная металлургия	-	9
Сжигание древесины и отходы деревообрабатыва ющей промышленности	-	8
Сжигание нефтепродуктов	-	2
Сжигание мусора	-	4
Сельскохозяйствен ная 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	3 (3–150)	-

пожары		
Сумма	1207	92 (10–20)
Вторичное образование		
Сульфат из H ₂ S	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 углеводородов и т.п.	200 (75–200)	27 (15–90)
Сумма	1105	204 (185–415)
Всего	2312	296

Присутствие аэрозоля в атмосфере оказывает существенное влияние на оптические и электрические характеристики атмосферы: коэффициенты ослабления, рассеяния, поглощения, индикатрису рассеяния, 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 $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$.) Так как каждый ион имеет заряд e , то через 1 см^2 поверхности, перпендикулярной 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:

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

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

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

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 $7 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, тяжелые (ядра конденсации и другие мельчайшие частицы, к которым присоединились легкие ионы и отдали частицам свой заряд) размером $(25-55) \cdot 10^{-7} \text{ см}$ и средние ионы размером $(6,6-250) \times 10^{-8} \text{ см}$. Тогда

$$\lambda = n_L u_L e + n_{\text{ср}} u_{\text{ср}} e + n_T u_T e.$$

Поскольку подвижность легких ионов намного больше подвижности средних и тяжелых ионов, то в выражении 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 см^3 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

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

Это соотношение 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 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 незаряженных. Тогда для данного случая напомним

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

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:

$$\begin{aligned} \frac{dn_+}{dt} &= v_+ - \alpha n_+^2 - \eta_{+,-} n_+ N_- - \eta_{+,0} n_+ N_0, \\ \frac{dn_-}{dt} &= v_- - \alpha n_-^2 - \eta_{-,+} n_- N_+ - \eta_{-,0} n_- N_0, \\ \frac{dN_+}{dt} &= Q_+ + \eta_{+,0} n_+ N_0 - \eta_{-,+} n_- N_+ - z N_- N_+, \\ \frac{dN_-}{dt} &= Q_- + \eta_{-,0} n_- N_0 - \eta_{+,-} n_+ N_- - z N_+ N_-, \\ \frac{dN_0}{dt} &= Q_0 + \eta_{-,+} n_- N_+ + \eta_{+,-} n_+ N_- + 2z N_+ N_- + \eta_{+,0} n_+ N_0 - \eta_{-,0} n_- N_0 \end{aligned}$$

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: и 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, возрастаая с увеличением радиуса.

Систему 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 можно написать

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

или

$$\frac{dn}{dt} = \nu - \beta' n, \quad (***)$$

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

Из соотношений при принятых упрощениях получается

$$\beta' = \alpha n + \beta N,$$

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

В результате получается приближенное уравнение, которое записали раньше (**). Это уравнение в случае чистой атмосферы, когда $N = 0$, переходит в уравнение (*), а в случае аэрозольной, когда $N > n$, – в уравнение (***)

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

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

Из уравнения (**) видно, что влияние аэрозольных частиц на концентрацию легких ионов существенно при выполнении неравенства

$$\beta N \gg \alpha n_{\pm}.$$

При коэффициенте присоединения легких ионов к аэрозольным частицам $\beta = 1,65 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ (ядра Айткена), коэффициенте ион-ионного взаимодействия $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, при образовании пар ионов в 1 с $\nu = 10^7 \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ приведенное неравенство выполняется при концентрации частиц $N \gg 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-3}$.

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.

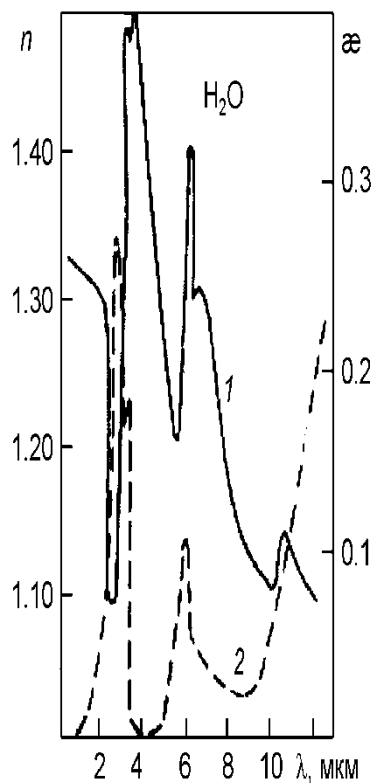
Если размер частицы сравним или больше длины волны, чтобы стандартизовать измерения (оптическими, диффузионными, седиментационными методами, измерениями ионной подвижности и т.п.), определяют некоторый эквивалентный размер частицы.

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. приведен спектральный ход n (кривая 1) и κ (кривая 2) для воды, самого распространенного вещества в аэрозольной атмосфере.



Спектральная зависимость показателя преломления (кр.1)
и показателя поглощения жидкой воды (кр.2)

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.

Распределение частиц по размерам

Важной характеристикой дисперсности аэрозольной среды является функция распределения частиц по какому-либо параметру, например по размеру:

$$f(r) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dr},$$

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

$$dN = g(r) dr,$$

где $g(r) = Nf(r)$ называют функцией распределения плотности числа частиц.

Характерные моменты распределения (среднее, среднеквадратичное и т.д.) определяются по известному соотношению

$$\langle r^n \rangle = \int_0^{\infty} r^n f(r) dr,$$

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

$$D = \sigma^2 = \langle r^2 \rangle - \langle r \rangle^2,$$

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

$$S = \int_0^{\infty} \pi r^2 g(r) dr,$$

$$V = \frac{3}{4} \int_0^{\infty} \pi r^3 g(r) dr.$$

Для описания спектра размеров атмосферного аэрозоля наиболее распространены следующие аппроксимации:

1. Распределение Гаусса (нормальное) – для аэрозолей, близких к монодисперсным:

$$f(r) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(r-\bar{r})^2}{2\sigma^2}}.$$

Центральные ($\bar{r} = 0$) моменты нормального распределения

$$\overline{r^{2n}} = \frac{(2n)!}{2^n n!} \sigma^{2n} \overline{r^{2n}} = 0 \quad n \geq 1.$$

2. **Распределение Юнге** – для атмосферных аэрозолей при $r > 0,1$ мкм:

$$f(r) = \frac{dN}{d \log r} = cr^{-\nu}; \quad f(r) = \frac{dN}{dr} = cr^{-\nu^*}, \quad \nu^* = \nu - 1.$$

Эта функция определяется двумя постоянными: ν – 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:

$$f(r) = \frac{1}{\Gamma(\alpha+1)\delta^{\alpha+1}} r^{\alpha} e^{-r/\delta},$$

где $\Gamma(\alpha+1)$ – гамма-функция, α и δ – параметры распределения.

4. **Логарифмически нормальное распределение** – для ряда промышленных и природных аэрозолей конденсационного и дисперсионного типов:

$$f(r) = \frac{1}{\sigma r \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\lg r - \overline{\lg r})^2}{2\sigma^2} \right];$$
$$\bar{r} = \exp \left[\overline{\lg r} - \sigma^2/2 \right];$$

На практике предпочтение отдается логарифмически нормальному распределению.

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.

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:

$$I = \langle |\mathbf{\Pi}| \rangle = \frac{1}{2T'} \int_{-T'}^{T'} |\mathbf{E}\mathbf{H}| dt.$$

В абсолютной системе единиц

$$\langle \mathbf{\Pi} \rangle = \frac{c}{8\pi} \text{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*].$$

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:

$$K_p(\rho, m) = \sigma_p / \pi r^2, \quad K_{\Pi}(\rho, m) = \sigma_{\Pi} / \pi r^2, \\ K(\rho, m) = \sigma_{\text{осл}} / \pi r^2, \quad K(\rho, m) = K_p(\rho, m) + K_{\Pi}(\rho, m).$$

Для коэффициентов рассеяния и поглощения в соответствии с определениями можно записать

$$I_0 \sigma_{\Pi} = \oint_{4\pi} \frac{\Pi}{r} r^2 d\Omega, \quad I_0 \sigma_p = \oint_{4\pi} \frac{P_r}{r} r^2 d\Omega,$$

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 рисунке приведена типичная зависимость фактора эффективности ослабления от параметра ρ для непоглощающих сферических частиц с

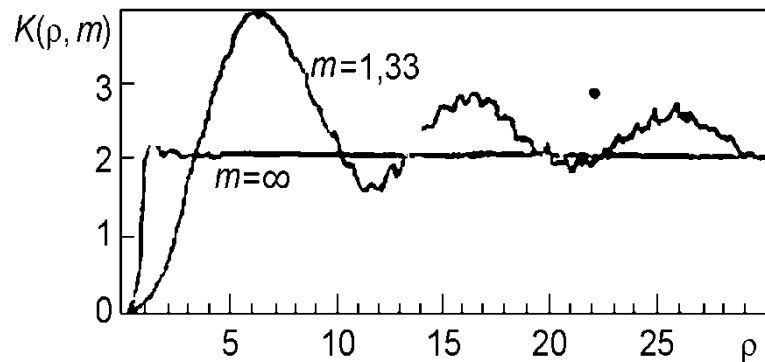


Рис. 6.1. Факторы эффективности ослабления при $m = 1,33$ и ∞

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.

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 E . Наибольшее распространение получили так называемые параметры Стокса, которые введены им в 1852 г. при исследованиях поляризованного света:

$$\begin{aligned} S_1 &= \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle, & S_2 &= \langle E_x E_x^* \rangle - \langle E_y E_y^* \rangle, \\ S_3 &= \langle E_x E_y^* \rangle - \langle E_y^* E_x \rangle, & S_4 &= -i \langle E_x E_y^* \rangle - \langle E_x^* E_y \rangle, \end{aligned}$$

где E_x и E_y — компоненты электрического вектора, ортогональные направлению распространения волн.

Параметры Стокса можно рассматривать как компоненты четырехмерного вектора 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)

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

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 .

$$F_{11} = \frac{I(\theta, \varphi)}{I_0}, \quad \theta \text{ и } \varphi - \text{углы в полярной системе координат.}$$

Таким образом,

$$\frac{1}{I_0} \oint_{4\pi} I(\theta, \varphi) d\Omega = \oint_{4\pi} F_{11} d\Omega = \sigma_p.$$

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

$$f_{ik}(\theta, \varphi) = \frac{F_{ik}(\theta, \varphi)}{F_{11}(\theta, \varphi)}.$$

Тогда f_{11} , удовлетворяющая нормировке

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

называется функцией рассеяния или индикатрисой рассеяния.

ЭЛЕКТРОФИЗИКА ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ

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

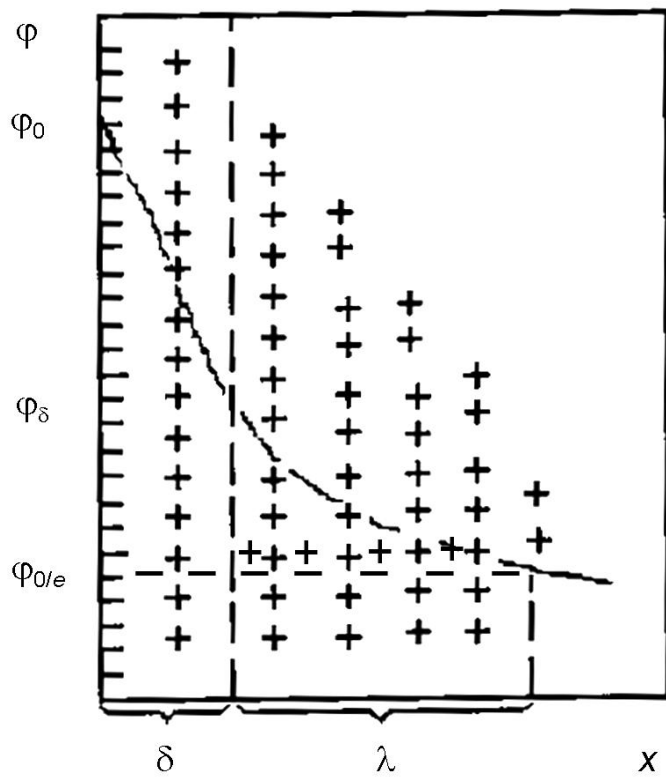
$$q_s = \frac{\epsilon \epsilon_0}{\delta} \varphi_0,$$

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 потенциалопределяющим 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.). Одна часть находится в непосредственной близости к межфазной поверхности и образует слой Гельмгольца (адсорбционный слой) толщиной δ , равной диаметру ионов. Другая часть противоions 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 потенциалопределяющих ионов снижается до потенциала диффузного слоя линейно, а затем по экспоненте.



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 рисунка 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

$$q = q_{\Gamma} + q_{\delta},$$

$$q_{\Gamma} = \frac{q_{\infty}}{1 + (1/x_0) \exp\left(-\frac{W_{\chi} + \Phi}{RT}\right)},$$

$$q_{\delta} = \sqrt{\frac{2F^2 I}{\epsilon_a \epsilon^* RT}} \epsilon_a \Phi_{\delta},$$

где ϵ_a – абсолютная диэлектрическая проницаемость; ϵ_0 – электрическая постоянная, равная $8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; R – универсальная газовая постоянная; $W_{\chi} = zF\Phi$ – 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 $\Phi_X = \Phi_\delta$ (потенциал диффузного слоя) при $X = \delta$ до $\Phi_X = 0$ 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 необходимы 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.

Индуцированный дипольный момент дисперсной частицы – новая и пока не достаточно исследованная экспериментально электроповерхностная характеристика частиц.

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.

Индуцированный дипольный момент частицы является основной характеристикой поверхностных слоев частицы, находящейся в электрическом 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:

$$d = \gamma E.$$

Здесь γ – поляризуемость частицы.

Если непроводящими являются и вещество частицы, и дисперсионная среда, индуцированный дипольный момент частицы обусловливается 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

$$\varphi = d_e \frac{\cos\theta}{r^2}. \quad (*)$$

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 :

$$d = d_e \varepsilon_a.$$

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 (*). 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 (*) описывает пространственное распределение потенциала на любых расстояниях 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 у Френкеля Я.И.

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 оказывается 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

$$\alpha_3 = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_{t_3} \lambda_{\text{пр}} dt$$

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:

$$W: \exp(-A/kT),$$

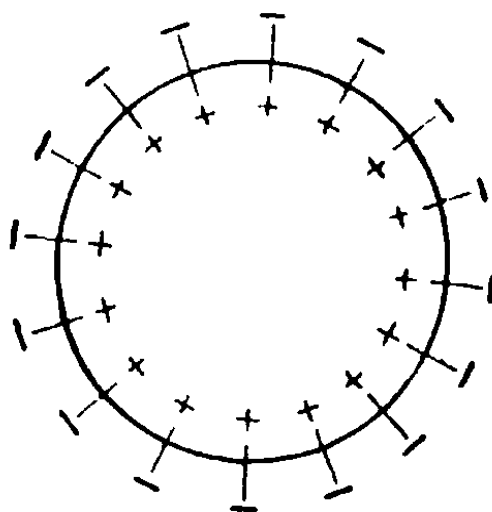
где A – работа, необходимая для осуществления соответствующей флуктуации; $k = R/Na$ – универсальная газовая постоянная, отнесенная к одной молекуле газа.

Эксперименты и расчеты показывают, что заряды частиц аэрозолей при отсутствии специфической адсорбции очень малы и обычно превышают элементарный электрический заряд не более чем в десять 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 (см.рисунок).



Ориентация молекул на поверхности водяной капли

Ориентация молекул воды на поверхности частиц обуславливает электрический потенциал около 0,25 В и их положительный заряд . При этом потенциал внутри воды оказывается больше, чем снаружи, на эту величину, что и указывает на то, что отрицательные концы поверхностных 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

$$\zeta = 4\pi n' \bar{p}$$

или

$$\zeta = 4\pi n \delta \bar{p},$$

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 $\zeta = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ CGSE} \approx 0,3 \text{ В}$, 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

$$q = \zeta r.$$

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, в стационарных условиях, может быть вычислено (см. Френкель Я.И. Теория явлений атмосферного электричества).

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 $\Omega(\theta)$:

$$n(\theta)d\Omega = A e^{-\Delta U/kT} \sin\theta d\theta d\varphi,$$

где $\Delta U = \frac{1}{2} |\alpha_P - \alpha_\perp| \sin^2\theta E_n^2$, а коэффициент A находится из условия нормировки

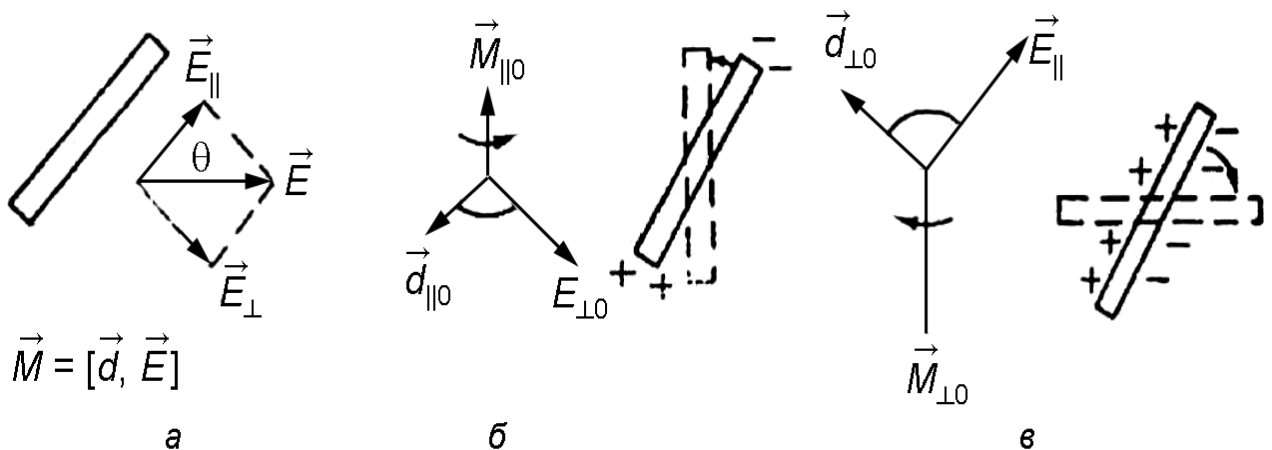
$$N = A \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} e^{-\Delta U/kT} \sin\theta d\theta,$$

где N – общее число частиц в единице объема; k – постоянная Больцмана; $\alpha_{\perp, \text{p}}$ – 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

$$\alpha_0 = \frac{I_E - I_0}{I_0},$$

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_{p} и перпендикулярную $E_{\perp}$ оси частицы (рис.). Под влиянием E_{p} частица приобретает продольный дипольный момент d_{p} , который может быть параллелен и непераллелен E_{p} . Это относится и к поперечной компоненте дипольного момента $d_{\perp}$, возникающего под влиянием $E_{\perp}$.



Механизм поляризации незаряженной палочкообразной частицы: a – разложение вектора электрического поля на параллельную и перпендикулярную длинной оси частицы компоненты; b , c – распределение поляризационных зарядов и вращательный момент, обусловленные действием продольной (b) и поперечной (c) составляющих внешнего поля [26]

Фактически возникает два вращательных момента: под влиянием $E_{\perp}$ на d_p и E_p на $d_{\perp}$. Используя понятие векторного произведения, суммарный момент сил, приложенных к частице, можно представить в виде

$$\mathbf{M} = [\mathbf{d}_p \mathbf{E}_{\perp}] + [\mathbf{d}_{\perp} \mathbf{E}_p].$$

Выражая компоненты дипольных моментов соответственно через продольную и поперечную поляризуемости

$$\mathbf{d}_p = \gamma_p \mathbf{E}_p, \quad \mathbf{d}_{\perp} = \gamma_{\perp} \mathbf{E}_{\perp},$$

преобразуем к удобному для рассмотрения виду:

$$\mathbf{M} = \gamma_p [\mathbf{E}_p \mathbf{E}_{\perp}] + \gamma_{\perp} [\mathbf{E}_{\perp} \mathbf{E}_p] = [\mathbf{E}_p \mathbf{E}_{\perp}] (\gamma_{\perp} - \gamma_p).$$

В соответствии с определением векторного произведения направление его перпендикулярно плоскости, построенной на векторах $\mathbf{E}_{\perp}$ и $\mathbf{E}_p$. То есть суммарный момент сил приводит к изменению угла θ . Момент сил обращается в нуль при $E_{\perp} = 0$ или $E_p = 0$, 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.

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, как изменяется коэффициент ослабления $\alpha_{осл}(\lambda)$ 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

$$\frac{dN}{dt} = -KN^2 - \alpha N$$

$K = 8\pi a D_d$ – коэффициент броуновской коагуляции, D_d – коэффициент диффузии частиц

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 этого уравнения имеет вид

$$\frac{N}{N_0} \frac{\alpha + KN_0}{\alpha_0 + KN_0} = e^{-\alpha},$$

где N_0 – концентрация частиц в момент времени $t = 0$.

Положив $\alpha(E_n) = t_0^{-1}$, можно записать

$$N = \frac{N_0 e^{-t/t_0}}{1 + K t_0 N_0 (1 - e^{-t/t_0})}.$$

Пренебрежем броуновской коагуляцией.
Тогда

$$N = N_0 e^{-t/t_0},$$

где $t_0 = 1/\alpha(E_{\Pi})$ – эффективное время коагуляции. Время t_0 определяется естественным электрическим полем атмосферы E_0 , которое всегда отлично от нуля.

Считая, что $\alpha = \alpha_{осл}(\lambda)$, для коэффициента ослабления получим

$$\alpha_{осл}(\lambda) = T_0 e^{-t/t_0} \int_0^{\infty} \alpha(r, \lambda) f(r) dr,$$

где r – радиус частиц; $f(r)$ – функция распределения частиц по размерам.

Сделав предположение, что $t_0 = t_{эфф} e^{-\nu E_{\Pi}/E_0}$ ($t_{эфф}$ – эффективное время распада аэрозольной среды; ν – безразмерный коэффициент, зависящий от свойств среды) и процесс коагуляции слабо влияет на вид функции $f(r)$ в дымах, окончательно получим

$$\alpha_{осл}(\lambda) = \alpha_{0осл} \exp \left[- \frac{t}{t_{эфф} e^{-\nu E_n/E_0}} \right]$$

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

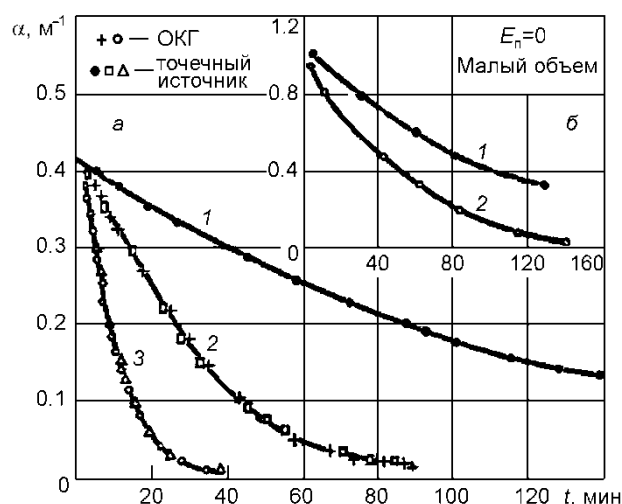


Рис. 8.1. Динамика распада ионизированных дымов в электрическом поле: $E_n = 0$ (кр. 1); 300 (кр. 2), 500 В/см (кр. 3)

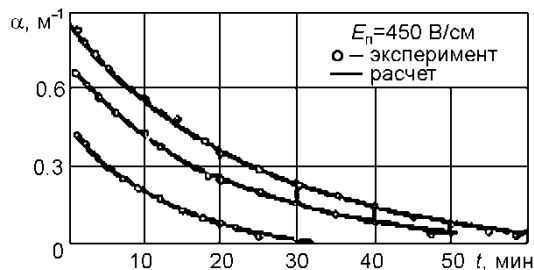
представлено на рисунке (а) при трех значениях напряженности электрического поля: $E_n = 0$ (кривая 1), 300 (кривая 2) и 500 В/см (кривая 3). При отсутствии внешнего электрического поля и разряда коэффициент ослабления α (в м^{-1}) изменяется медленно и процесс «оседания» дыма длится около 6 ч.

С включением источника ионизации при наложении внешнего электрического поля скорость изменения α увеличивается из-за быстрого распада дыма. Так, при напряженности поля $E_n = 300$ В/см распад дыма происходит за 100 мин, а при $E_n = 500$ 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 $E_n = 0$, демонстрируется на рисунке (б). Кривая 1 описывает зависимость коэффициента ослабления от времени в отсутствие воздействия источника ионизации, кривая 2 – при воздействии. И в этом случае наблюдается заметное уменьшение времени распада дыма при дополнительном поступлении ионов.

Из экспериментальных данных, представленных на рис. 1, следует, что $t_{эфф}$ – это время, за которое $\alpha_{осл}(\lambda)$ уменьшается в e раз при отсутствии внешнего электрического поля, а $\nu = 6 \cdot 10^{-3}$.



Динамика распада ионизованных дымов в электрическом поле в зависимости от начальной плотности дыма

На этом рисунке показано изменение коэффициента ослабления $\alpha_{осл}(\lambda)$ в зависимости от времени при напряженности электрического поля $E_n = 450$ В/см для различных начальных плотностей дыма. На расчетные кривые точками нанесены результаты, полученные экспериментально. Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных указывает на обоснованность принятых допущений при выводе выражения для $\alpha_{осл}(\lambda)$.

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).

Типичная схема измерений интенсивности лучистого потока в этом случае представлена на рисунке.

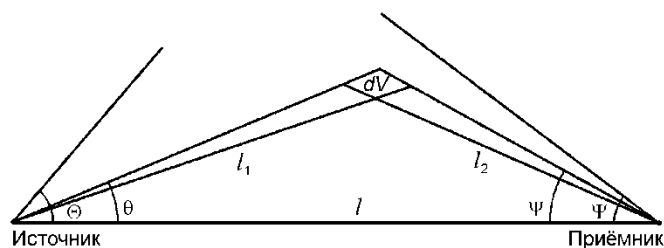


Схема измерений интенсивности лучистого потока
диффузного источника излучения

Суммарная регистрируемая облученность, создаваемая прямым и
рассеянным излучением, равна

$$E = E_n + E_p = \frac{B_0 e^{-kl}}{l^2} \left[1 + k_p D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta) l \right],$$

где через $D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta)$ обозначен интеграл

$$\int_0^{\Psi} \int_0^{\Theta} f(\psi + \theta) \cos \psi d\psi d\theta,$$

входящий в выражение для облученности создаваемой рассеянным излучением. 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

$$I = I_0 e^{-\tau} \left[1 + \Lambda D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta) \tau \right], (*)$$

где оптическая толща $\tau = kl$, 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, только при малых значениях величины $D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta)$ затухание оптического сигнала диффузного источника описывается экспоненциальным законом

$$I = I_0 e^{-\tau \left[1 + \Lambda D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta) \right]},$$

который отличается от закона Бугера. При больших значениях $D_{\text{рас}}(\Psi, \Theta)$ затухание яркости в приближении однократного рассеяния описывается формулой (*), границы применимости которой определяются ролью более высоких кратностей рассеяния.

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 остриёв 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 $10 \times 3,5 \times 3,5 \text{ м}^3$, где был размещен плоский конденсатор, являющийся также источником постоянного электрического поля.

Результаты измерений представлены на следующем рисунке(а). Здесь по оси ординат отложено отношение рассеянного излучения к прямому $I_{\text{д}}/I_{\text{пр}}$, по оси абсцисс – коэффициент ослабления среды для $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$. Кривая 1 получена в отсутствие источника ионизации и при электропроводности $\lambda_{\text{пр}} = 10^{-16} \text{ См} \cdot \text{см}^{-1}$. Кривая 2 соответствует случаю повышенной ионизации в камере, когда $\lambda_{\text{пр}} = 1,4 \cdot 10^{-16} \text{ См} \cdot \text{см}^{-1}$. Значения параметра

$D_{\text{рас}} = \frac{1}{2} \int_0^{\Theta} \int_0^{\Psi} x(\rho, \psi + \theta) d\psi d\theta$ 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 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.

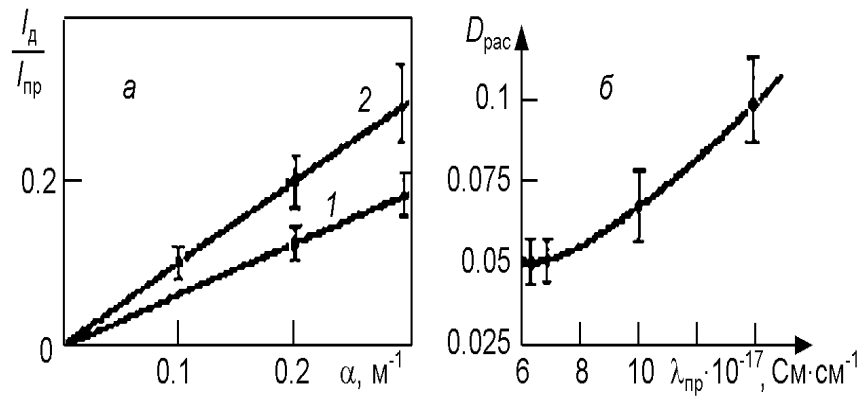
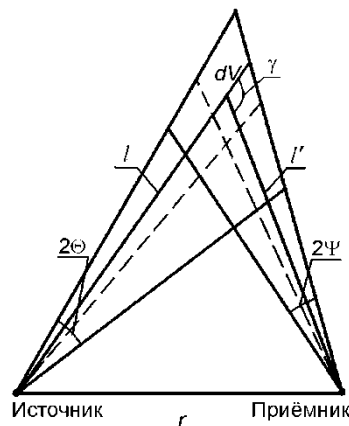


Рис. 8.5. Экспериментальные значения отношения $I_d/I_{пр}$ при различных коэффициентах ослабления среды (а): $\lambda_{пр} = 1,0 \cdot 10^{-16}$ (кр. 1) и $1,4 \cdot 10^{-16} CM \cdot CM^{-1}$ (кр. 2). Зависимость величины D от электропроводности среды (б)

Измерение рассеянного вперед излучения в зависимости от электропроводности позволяет проследить динамику образования укрупненных агрегатов. Полученная зависимость $D_{РАС}(\lambda_{ПР})$ приведена на рисунке (б), где по оси ординат отложены значения $D_{рас}$, по оси абсцисс – значения $\lambda_{пр}$. При малых значениях $\lambda_{пр}$ рассеянное вперед излучение остается постоянным. Слабые изменения наблюдаются в области $\lambda_{пр} = 7 \cdot 10^{-17} - 9 \cdot 10^{-17} CM \cdot CM^{-1}$, а затем при $\lambda_{пр} > 10^{-16} CM \cdot CM^{-1}$ происходит резкое увеличение $D_{рас}$, что можно рассматривать как укрупнение рассеивающих частиц.

Рассеяние в направлении назад. При получении формул однократно рассеянного назад излучения рассмотрим геометрическую схему измерений, представляющей наибольший практический интерес при оптической локации в атмосфере.



Для определения потока рассеянного назад излучения можно воспользоваться следующим

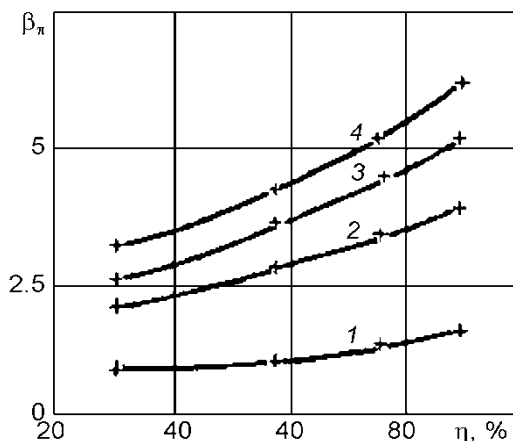
$$F = \frac{k_p}{4\pi} \frac{F_0}{\pi\Psi^2} f(\pi - \varphi) \int_0^Z \frac{e^{-2kl}}{l^4} \Omega(l) G(l) dl, \quad ,$$

где телесный угол $\Omega(l) = \pi\Psi^2$, если $l \leq \frac{d}{\Psi}$, если d – диаметр приемного объектива), и $\Omega(l) = \frac{\pi d^2}{4l^2}$, если $l \geq \frac{d}{\Psi}$. $G(l)$ – общая площадь, образуемая конусами излучения и приема в перпендикулярной к оси приемника плоскости.

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 $0,13 \text{ м}^{-1}$.



Зависимость коэффициента обратного рассеяния от влажности при разных напряженностях электрического поля: $E_n = 0$ (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 $E_n = 250\text{--}450$ В/см), при $\eta \sim 30\text{--}40 \%$ увеличение β_n происходит с бóльшей 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 растет. При одновременном увеличении влажности и напряженности электрического поля максимум интенсивности обратно рассеянного излучения также резко возрастает.

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ РАССЕЯННОГО СВЕТА АЭРОЗОЛЯМИ

Электрооптический эффект связан с воздействием внешнего электрического поля на сферические анизотропные частицы и проявляется при измерениях степени поляризации рассеянного оптического излучения. Возможные механизмы этого эффекта можно проиллюстрировать результатами расчета, выполненного в дипольном приближении для частиц.

Будем считать, что тензор поляризуемости частицы в постоянном электрическом поле α_{ij} подчиняется условиям

$$\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_{\perp}, \alpha_{33} = \alpha_{\parallel},$$

которые соответствуют случаю одноосных кристаллов. Такие же условия накладываются на тензор поляризуемости частицы β_{ij} в переменном электрическом поле на оптических частотах, что соответствует условиям одноосности частиц.

Расчет поляризованных компонент для электрического вектора монохроматической волны, рассеянной в направлении 180° дает, например для перпендикулярной компоненты

$$E_{\perp} = \pm \frac{1}{4\pi l} k_{\lambda}^2 (\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}) \sin^2 \theta \cos^2 \varphi E_0 e^{i(vt - 2k_{\lambda} r)}$$

где l – расстояние от рассеивающей частицы до точки наблюдения, k_{λ} – волновое число, θ – угол между направлением вектора напряженности постоянного поля и оптической осью частицы, φ – азимутальный угол положения частицы. Знаки минус и плюс соответствуют случаям, когда $E_0 \parallel E'$ и $E_0 \perp E'$, где E' – напряженность постоянного поля.

Процесс ориентации частиц в постоянном электрическом поле состоит в том, что среднее значение угла θ в зависимости от соотношения между $\alpha_{\perp}$ и $\alpha_{\parallel}$ стремится к нулю или $\frac{\pi}{2}$.

Дисперсия этого угла определяется больцмановским распределением по энергии взаимодействия и наведенного дипольного момента в ориентирующем постоянном поле.

Для распределения числа частиц с ориентацией $\Omega(\theta)$ можно записать

$$n(\theta)d\Omega = Ae^{-\frac{\Delta n}{Kt}} \sin\theta d\theta d\varphi$$

где величина A находится из нормировки (интеграл по всем направлениям для $n(\theta)d\Omega$ равен числу частиц в единице объема), K – постоянная Больцмана.

Введем обозначение

$$\xi = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 |\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}|}{KT}} E'$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость воздуха.

Если теперь учесть энергию взаимодействия

$$u = \varepsilon_0 (\alpha_{\perp} \sin^2\theta + \alpha_{\parallel} \cos^2\theta) E'^2$$

и выполнить нормировку для определения коэффициента A , то можно получить

$$n(\theta)d\Omega = \frac{N\xi}{2\pi} e^{y^2} \sin\theta d\theta d\varphi / \int_0^{\xi} e^{y^2} dy, y = \xi \cos\theta.$$

Кроссполяризованная компонента находится из выражения

$$I_{\perp} = \varepsilon_0 c \left\langle \sum_{i=1}^N E_{\perp i} E_{\perp i}^* \right\rangle.$$

$$I_{\perp}(\xi) = \frac{Nk^4 \varepsilon_0 c \langle E_0^2 \rangle}{16(\pi l)^2} |\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}|^2 [F_1(\xi) - F_2(\xi)]$$

Усреднение по углам ориентации произведено в соответствии с распределением $n(\theta)d\Omega$, $F_1(\xi)$ и $F_2(\xi)$ определяются формулами

$$F_1(\xi) = \int_0^{\xi} e^{y^2} y^2 dy / \xi^2 \int_0^{\xi} e^{y^2} dy$$

$$F_2(\xi) = \int_0^{\xi} e^{y^2} y^4 dy / \xi^4 \int_0^{\xi} e^{y^2} dy$$

Это возрастающие функции, стремящиеся к единице при $\xi \rightarrow \infty$, а их разность имеет максимум при $\xi = 1,45$.

В рамках приведенной модели электрооптического эффекта, связанного с воздействием внешнего электрического поля на сферические анизотропные частицы, появление максимума в зависимости кроссполяризованной компоненты интенсивности рассеянного назад излучения $I_{\perp}$ от напряженности внешнего поля интерпретируется следующим образом.

При малых напряженностях внешнего поля происходит не полная ориентация частиц.

Далее, при определенных значениях напряженности преимущественный угол ориентации составляет 45° .

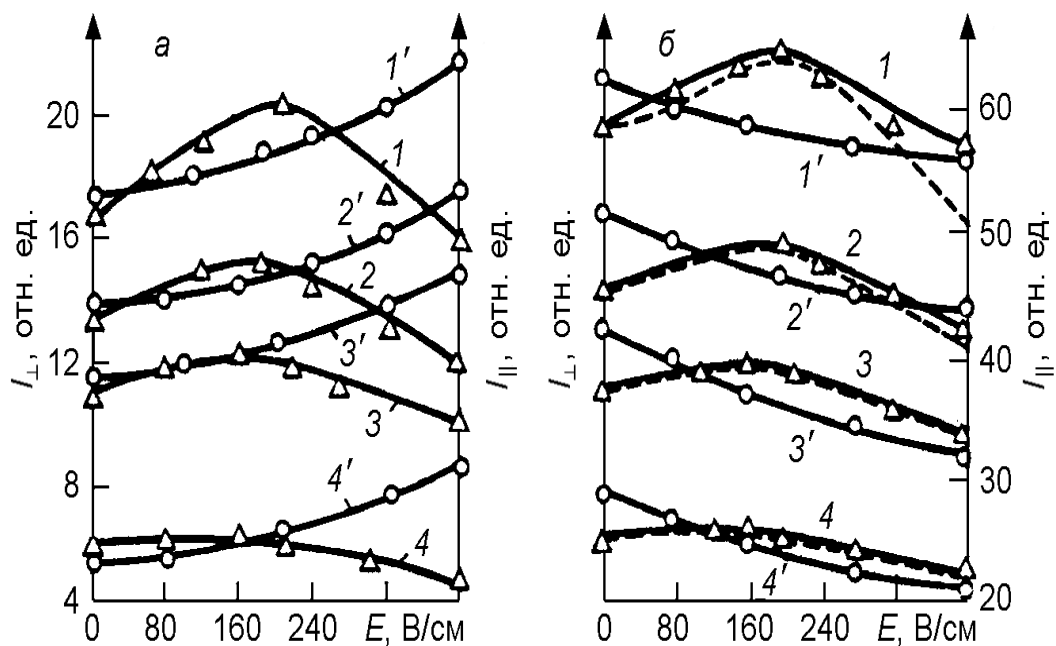
При таком преимущественном угле ориентации величина $I_{\perp}$ имеет максимальное значение.

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.

Аналогично находится и другая поляризационная компонента интенсивности рассеянного назад излучения, зависимость которой от функций F имеет более сложный вид. Соответственно более сложной становится и физическая интерпретация для той возможной зависимости $I_{\perp}$ от напряженности внешнего поля, которая при различных размерах частиц оказывается монотонно убывающей.

Вывод: таким образом, анизотропные частицы (даже сферические) в постоянном электрическом поле приобретают преимущественную ориентацию оптической анизотропии и поляризация рассеянного излучения становится зависящей от напряженности внешнего электрического поля.

Для иллюстрации проведем сопоставление расчетных данных $I_{\perp}$ с экспериментальными, полученными в лабораторных условиях на аэрозольных частицах из раствора морской соли. Аэрозольная среда создавалась путем разбрызгивания солевого раствора в результате чего капли получались с диаметром 1-15 мкм и близкие по форме к сферическим частицам. Среда помещалась в электрическое поле плоского конденсатора. Поляризованные компоненты интенсивности рассеянного назад (под углом 187°) лазерного излучения на длине волны 1,06 мкм измерялась в долях интенсивности падающего на рассеивающий объем излучения.



Результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных для поляризованных компонент интенсивности приведены на рисунке.

Сплошные кривые построены по экспериментальным данным, полученным в различные моменты времени от начала запуска аэрозоля в камеру.

Каждая из нижних сплошных кривых получена соответственно позднее верхних в течении 10 мин общего цикла измерений.

Штриховые кривые – расчетные данные, нормированные к экспериментальным при нулевой напряженности внешнего электрического поля.

Хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных, как видно из рисунка, несколько нарушается при больших напряженностях поля, что можно объяснить возможной неучтенной при расчетах зависимостью оптической анизотропии от значения напряженности постоянного электрического поля.

Электрооптическое соотношение в аэрозольной атмосфере

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

электрического поля E и метеорологической дальностью видимости S_m в виде электрооптического соотношения:

$$E = CS_m^{-1},$$

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:

$$\lambda_{np} = e(n_+ u_+ - n_- u_-). \quad (*)$$

Для легких частиц ионизационно-рекомбинационное уравнение выглядит следующим образом:

$$\frac{dn_{\pm}}{dt} = I_{\text{ион}} - \alpha n_+ n_- - \beta n_+ N_- - \gamma n_+ N_0,$$

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,

$$n_+ = \frac{I_{\text{ион}}}{\alpha n_- + \beta N_- + \gamma N_0}.$$

Отсюда 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 (*) 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

$$E = b N, \quad (**)$$

где b – некоторая константа.

В то же время коэффициент аэрозольного ослабления системы частиц в видимом диапазоне длин волн пропорционален концентрации частиц:

$$\alpha_{\text{осл}} = N \cdot \int_0^{\infty} \alpha(r) f(r) dr$$

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 (**), можно заключить, что в некоторых условиях справедливо электрооптическое соотношение.

Экспериментальная проверка в камерных условиях. 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 ϵ раз при удалении на дебаевскую длину z . Эта оболочка становится тоньше с увеличением концентрации аэроионов. Потенциал на поверхности аэрозольной частицы, поверхностный заряд которой $\sigma_{нов}$, определяется выражением

$$\varphi_0 = \sigma_{нов} z / \epsilon.$$

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 результате 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.

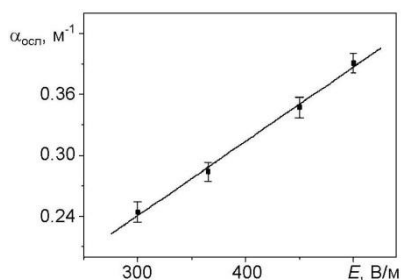
По результатам измерений рассеянного вперед излучения от точечного источника в дымах определялась величина $D_{рас}$, которая является характеристикой оптических свойств среды через индикатрису рассеяния $x(\rho, \phi + \theta)$:

$$D_{рас} = \frac{1}{2} \int_0^\Theta \int_0^\Psi x(\rho, \phi + \theta) d\phi d\theta,$$

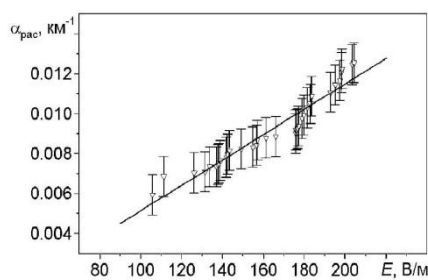
где $\rho = 2\pi r / \lambda$ – параметр Ми; r – радиус частицы; Θ и Ψ – диаграммы направленности точечного источника и приемника. Величину $D_{рас}$ определяет рассеянное со стороны излучение, зависящее от микрофизических параметров среды.

С увеличением количества ионов в среде, а следовательно, и проводимости изменяется структура среды и величина $D_{рас}$ 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 рисунке (а), из которого видно, что в пределах погрешности эксперимента зависимость $\alpha_{\text{осл}}(E)$ остается линейной во всем диапазоне исследованных условий.



а



б

Зависимость коэффициента аэрозольного ослабления от напряженности электрического поля: а) камера искусственных сред; б) атмосфера, условия хорошей погоды

Электрооптическое соотношение для условий хорошей погоды

Электрооптическое соотношение 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.

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 $\alpha_{\text{ОСЛ}}(\lambda)$ в видимом и инфракрасном диапазонах длин волн, измеренные на протяженной трассе, т.е. усредненные по большому объёму. Коэффициенты $\alpha_{\text{ОСЛ}}(\lambda)$, полученные в широком диапазоне длин волн, позволяют 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 $\alpha_{\text{ОСЛ}}(\lambda)$ 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 рисунке (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 таблице. Здесь же приведены коэффициенты взаимной корреляции между $\alpha_{\text{осл}}(\lambda)$ и параметрами RH , t и E .

Таблица

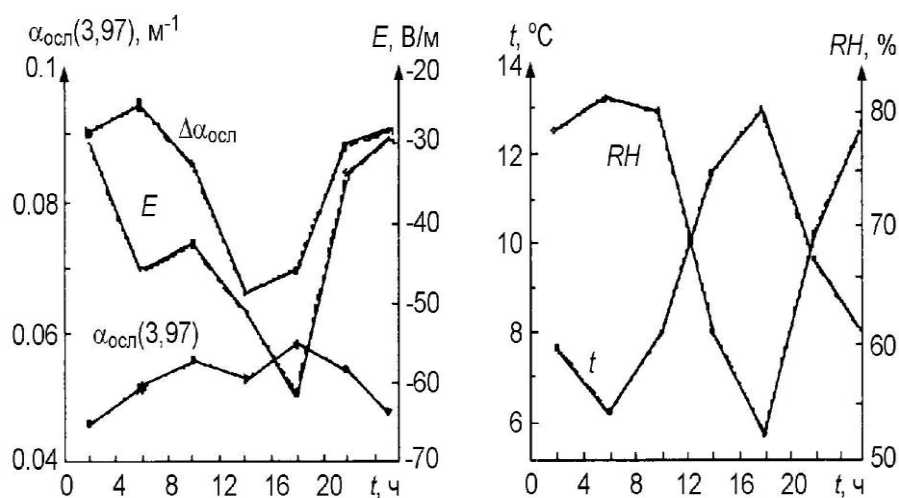
Средние значения, СКО и коэффициенты взаимной корреляции параметров: $\alpha_{\text{осл}}(0,56)$, RH , t и E

Параметр	Среднее значение	СКО	Коэффициенты взаимной корреляции			
			$\alpha_{\text{осл}}(0,56 \text{ мкм}), \text{ км}^{-1}$	$RH, \%$	$t, ^\circ\text{C}$	$E, \text{ В/м}$
$\alpha_{\text{осл}}(0,56 \text{ мкм}), \text{ км}^{-1}$	0,140	0,052	1,00			
$RH, \%$	69,97	18,43	-	1,00		
$t, ^\circ\text{C}$	9,55	3,42	-	-0,710	1,00	

$E, \text{В/м}$	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 ($S_m \sim 20 \text{ км}$) и характеризуется плавным уменьшением $\overline{\alpha_{\text{осл}}(\lambda)}$ с ростом длины волны до $\lambda = 3,97 \text{ мкм}$, а затем остается примерно на одном уровне, составляющем $\sim 0,05\text{--}0,06 \text{ км}^{-1}$. Из данных, приведенных в табл. , 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 $\alpha_{\text{осл}}(\lambda = 3,97 \text{ мкм})$ 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



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.

ИЗМЕРЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ АТМОСФЕРЫ ЛИДАРНЫМ МЕТОДОМ

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 :

$$3,9E = \text{const} \alpha_{\text{рас}}(0,5 \text{ мкм}). \quad (*)$$

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).

Запишем уравнение лазерного зондирования:

$$P(r=ct/2) = \eta P_0 A \frac{c\tau_{\text{и}}}{8\pi r^2} G(r) \sigma_{\pi}(r) T^2(r).$$

Здесь t – время, отсчитываемое с момента посылки зондирующего импульса в атмосферу; σ_{π} – коэффициент обратного рассеяния, определяемый как $\sigma_{\pi} = \frac{\chi_{\pi} \sigma}{4\pi}$; $X_{\pi}(r)$ – индикатриса рассеяния в направлении 180° относительно зондирующего излучения; $T(r) = \exp[-\int_0^r \alpha(z) dz]$ – прозрачность атмосферы на участке трассы от 0 до r ; $\tau(r) = \int_0^r \alpha(z) dz$ – оптическая толщина на соответствующем участке трассы.

Из уравнения следует, что мощность принимаемого сигнала в приближении однократного рассеяния определяется параметрами лидара P_0 , A , $\tau_{\text{и}}$ и характеристиками рассеивающей среды $X_{\pi}(r)$, $\tau(r)$, $\sigma(r)$.

Для получения информации о характеристиках аэрозоля необходимо разрешить уравнение лазерного зондирования 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

$$\beta = \frac{1}{4\pi} \Lambda x(\pi) = \alpha_{\pi} / \alpha,$$

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 (*) будет выглядеть как

$$\beta = \alpha_{\pi} / BE \quad (**)$$

Постоянная B зависит от метеооптического состояния атмосферы. С учетом последней записи, можно представить уравнение зондирования в виде

$$\varphi(h) = \beta(h) BE(h) e^{-2 \int_0^h BE(h) dh},$$

где

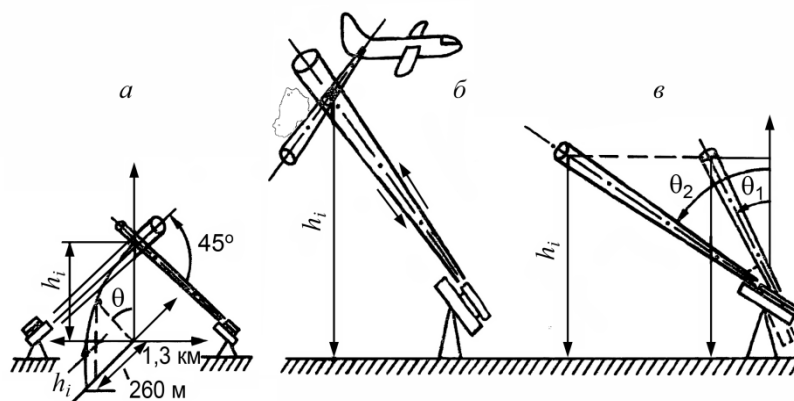
$$\varphi(h) = \frac{P(h) h^2}{AP_0 \Delta h G(h) k_M(h)}. \quad (***)$$

$P(h)$ – мощность эхо-сигнала от пространственно-однородной рассеивающей среды; P_0 – мощность зондирующего импульса; $\Delta(h) = c \frac{\Delta \tau_{\text{и}}}{2}$ – 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 (**) и (***), 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. а).

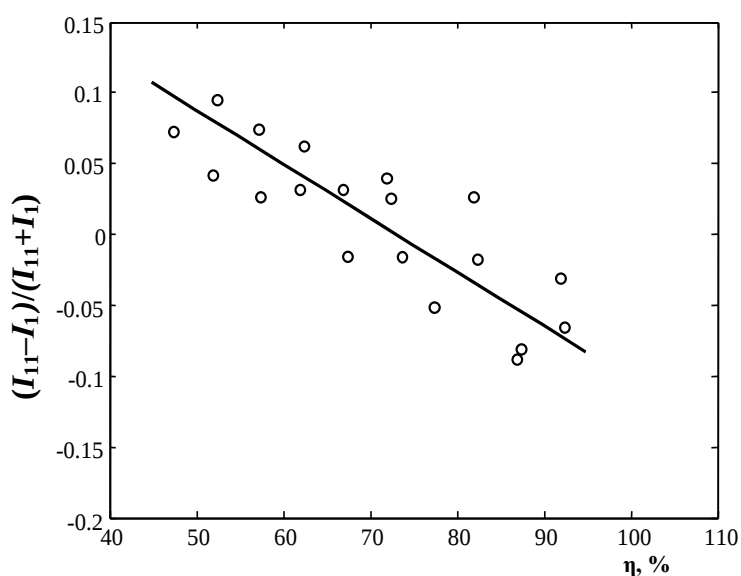


Таким образом, измерив $\beta(h)$ и α_π , можно найти напряженность электрического поля из уравнения лазерного зондирования, записанного с учетом напряженности электрического поля атмосферы. Конечно следует иметь в виду, что при решении этой задачи всегда возникает вопрос о границах применимости электрооптического и лидарного отношений.

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 рисунке 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.



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 деполаризация 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, показанная на рисунке.

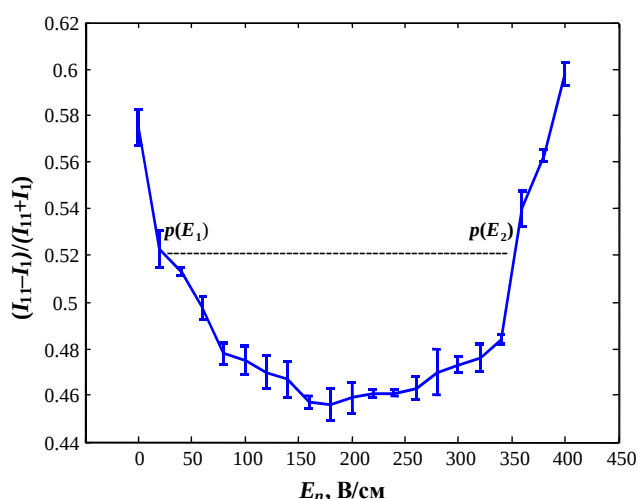


Рис. Зависимость степени поляризации от напряженности электрического поля морской атмосферы

Из рисунка видно, что зависимость представляет собой кривую с минимумом при 160–200 В/см.

Теоретическая модель, объясняющая такое поведение поляризации отраженного излучения, создана в предположении изометричности анизотропных частиц морского аэрозоля и рассмотрена в шестой главе. 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 следующим 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 рисунке.

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 рисунка, 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_p , то, зная, что $I_p(E_1) > I_p(E_2)$ (см. рис. раньше), можно уже однозначно определить напряженность поля.

Толстой Н.А., Спартаков А.А. ЭЛЕКТРООПТИКА И МАГНИТООПТИКА ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ. – СПб: Изд-во С.-Петербургского университета, 1996. – 244 с.

Стоилов С., Шилов В.Н., Духин С.С. и др. ЭЛЕКТРООПТИКА КОЛЛОИДОВ. – Киев: Наукова думка, 1977. – 200 с.

Донченко В.А., Кабанов М.В., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. АТМОСФЕРНАЯ ЭЛЕКТРООПТИКА: учебное пособие. – Томск: Изд-во НТЛ, 2010. – 220 с.