

В.А. Донченко

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АЭРОЗОЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ

В работе дан обзор экспериментальных исследований электрооптических эффектов, сопровождающих рассеяние излучения атмосферным аэрозолем.

В работе также обсуждены механизмы преобразования аэрозолей и появления анизотропии под действием эмпирического поля. Приведены некоторые результаты исследований аномального рассеяния света и пропускания среды, помещенной в биполярное электрическое поле.

В данной работе также обсуждаются поляризационные эффекты, возникающие в среде под действием электрического поля.

Введение

К настоящему времени можно считать, что электрооптические явления хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально в газообразных диэлектрических и конденсированных средах [1, 2]. Природа этих явлений связана с электромагнитными свойствами излучения и вещества. Поэтому, естественно, что при внесении среды в электрическое поле, изменяются ее оптические свойства. Электрооптические эффекты Керра, Покельса, вращения плоскости поляризации, заключающиеся в появлении анизотропии в ранее изотропных телах при введении их в статические электрические поля, сейчас уже находят применение на практике [3, 4]. На основе этих эффектов определяются такие характеристики вещества, как поляризуемость, конформация молекул, динамика их вращения и взаимодействия.

Электрооптика дисперсных сред получила интенсивное развитие в последние три-четыре десятилетия и в основном в коллоидной химии [5, 7]. Здесь были достигнуты успехи в изучении электроповерхностных явлений в коллоидных частицах (электрокинетические явления, электроповерхностные силы, двойной слой). Результаты исследований позволили развить новые методы диагностики дисперсных систем, включая и аэрозольную атмосферу [6, 8–10]. На их основе показана возможность электрооптического изучения формы и размеров частиц, спектра распределения частиц по размерам (по коэффициенту вращательной диффузии), трансформации формы и размеров при изменении состояния среды в результате физических и химических процессов.

Электрические поля в земной атмосфере существенно изменяют свойства и устойчивость аэрозолей и тем самым условия распространения оптических волн. Основной моделью электрического строения атмосферы является глобальный сферический конденсатор, одной из обкладок которого является поверхность Земли, второй — верхние слои атмосферы. История и современное состояние исследований атмосферного электричества содержатся в работе [11], а также в фундаментальных обзорах [12–13] и кратком обзоре [14]. Напряженность в приземном слое атмосферы в условиях «хорошей» погоды составляет 10^2 В/м и достигает 10^4 В/м при «нарушенной» погоде (грозах, метелях, пылевых бурях и других атмосферных явлениях). При столь сильных полях атмосферный аэрозоль практически всегда оказывается заряженным, причем частицы заряжаются и в процессе их образования, и в процессе захвата ими аэроионов [11, 15–19]. В большинстве случаев (полярного вещества) определяющую роль играют при этом либо двойной электрический слой, связанный с удельной поверхностной проводимостью, либо индуцированный дипольный момент. Процессы, приводящие к анизотропии и трансформации дисперсной среды в электрическом поле, зависят именно от этих характеристик. Электрические параметры атмосферы взаимосвязаны с оптическими. Следовательно, вопросы причинно-следственных связей, которые уже неоднократно ставились [12], определяются состоянием аэрозольной и газовых компонент атмосферы [13].

Электрооптические явления в аэрозольной атмосфере при рассеянии излучения возникают обычно по схеме, представленной на рис. 1. Повышение мощности электрического поля и поля светового излучения, естественно, приводят к нелинейным электрооптическим явлениям. Теория линейных и нелинейных электрооптических явлений продолжает развиваться, причем не во всех случаях с одинаковым успехом. Для макромолекул и частиц, размеры которых меньше длины световой волны, развитие ее достигло высокого уровня [6]. Для больших же частиц все зависит от рассматриваемого эффекта. Обычно в этих условиях проводится аналогия с молекулами. В результате, из-за такой неправомерности приходится вводить существенные поправки, вкладывать другой смысл в установленные понятия [20].

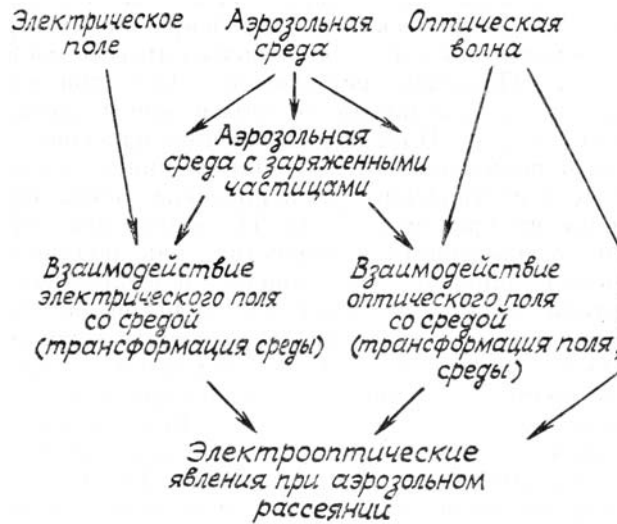


Рис. 1. Сценарий возникновения электрооптических эффектов в аэрозольной атмосфере

Электрооптические явления имеют ряд особенностей в период «включения» и «выключения» электрического поля, то есть при его резком изменении, а также при воздействии импульсами электрического поля или при его реверсе. В большинстве своем последнее — искусственного происхождения и используется для изучения кинетики электрооптических эффектов. Переходные режимы позволяют более точно определить размеры и форму частиц, величину осевого отношения частиц с вытянутыми размерами, величину и направление относительно частицы постоянного и наведенного дипольных моментов.

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

Анизотропия и трансформация аэродисперсных сред в электростатическом поле.

Рассеяние света однородной сферической частицей не зависит от присутствия или отсутствия статического электрического поля внутри или вне частицы. Если же 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 целом.

В реальных условиях для стационарного случая электроориентационный эффект зависит от распределения частиц с ориентацией $\Omega(\Theta)$ [21–22]:

$$n(\theta) d\Omega = n_0 e^{-\Delta U/KT} \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (1)$$

где $\Delta U = 1/2 |\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}| \sin^2 \Theta E_n^2$, а коэффициент n_0 находится из условия нормировки

$$N = n_0 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} e^{-\Delta U/KT} \sin \theta d\theta, \quad (2)$$

где N — общее число частиц в единице объема, K — постоянная Больцмана, $\alpha_{\perp\parallel}$ — поляризуемость в поперечном и продольном направлении оси частицы. Сам же оптический электроориентационный эффект обычно характеризуется величиной $\alpha_0 = \frac{J_E - J_0}{J_0}$ (J_0 — интенсивность рассеянного излучения в отсутствие электрического поля, J_E — при наложении поля).

Ориентирующее действие электромагнитной волны заключается в том, что значение угла Θ в процессе ориентации стремится к нулю по экспоненциальному закону, а дисперсия Θ при стационарной ориентации определяется бальцовым распределением по энергии взаимодействия наведенного дипольного момента с полем волны.

Электроориентационный эффект проявляется не только для частиц неправильной или несферической формы. Он может возникнуть и в случае, если частицы изомеричны, но имеют анизотропию внутренней структуры или поверхностного слоя. Здесь также в зависимости от расположения частиц

к падающему излучению характеристики рассеяния будут изменяться. Подобная анизотропия в частице может быть и наведенной внешним электрическим полем [23]. Это видно на примере морского аэрозоля, состоящего из компонентов с различной диэлектрической проницаемостью (ϵ). При наложении внешнего электромагнитного или электростатического поля на частицы с разной ϵ будут действовать разные по величине поперечные силы. В результате в среде происходит сепарация ее составляющих. Это относится, прежде всего, к среде, которая является «внешней химической смесью», то есть различные химические соединения присутствуют здесь как отдельные частицы. Однако можно предположить действие механизма сепарации и для другого предельного случая, когда аэрозольная среда является «внутренней химической смесью». Тогда процесс сепарации будет происходить внутри водносолевых частиц, вызывая анизотропию каждой такой частицы.

В зависимости от действующего поля и химического состава смеси, из которой генерируются частицы, изменяются физические характеристики частиц. В первую очередь это касается оптических постоянных вещества. Следовательно, при изменении поля должны изменяться и характеристики расстояния. Нами проведен расчет диэлектрической проницаемости для аэродисперсных сред ($\epsilon_{см}$), получаемых распылением раствора морской соли в воде, в котором основным компонентом является NaCl, и из чистой воды. Данные расчета применимы также для случая образования морских солевых частиц в результате лопающихся на поверхности воды пузырьков воздуха [25]. Расчет проведен по формуле [26]: $\epsilon_{см} = \epsilon_1 + N/f(\epsilon_1, \epsilon_2)$, где ϵ_2 — диэлектрическая проницаемость диспергированной фазы; N — объемная концентрация частиц; $f(\epsilon_1, \epsilon_2) = 3(\epsilon_2 - \epsilon_1)\epsilon_1/\epsilon_2 + 2\epsilon_1$. Переменным параметром была выбрана объемная концентрация диспергированной фазы, находящейся во внешнем статическом поле (E_{const}) при $\epsilon_{H_2O} = 82$ и в электромагнитном поле оптической частоты (E_{ω}) при $\epsilon_{H_2O} = 1,77$. Расчетная формула справедлива для случая малых концентраций. Данные расчета приведены в таблице, из которой видно, что при совместном действии на аэрозольную среду статического электрического поля и поля электромагнитной волны оптического диапазона происходит существенное изменение диэлектрической проницаемости и физических свойств среды.

Т а б л и ц а

$N \cdot 10^{-6}$	$\epsilon_{см} (E_{стат})$		$\epsilon_{см} (E_{\omega})$	
	водный туман	морской туман	водный туман	морской туман
5	1,0005504	1,0005504	1,0005390	1,0005391
10	1,0005649	1,0005648	1,0005421	1,0005422
100	1,0008256	1,0008249	1,0005972	1,0005984
500	1,0019831	1,0019805	1,0008422	1,0008784

К изменению поляризационных характеристик оптического излучения приводит электрострикция кристаллов NaCl, так как в этом случае возникает анизотропия морского тумана. Оценим этот эффект для электрических полей «хорошей» погоды. Как известно, частицы NaCl представляют собой диэлектрик, имеющий кубическую кристаллическую решетку. Данная структура определяет изотропность оптических свойств NaCl. Однако вследствие поляризации помещаемая во внешнее электрическое поле кристаллическая решетка деформируется. Центр симметрии кристаллической решетки исчезает, и частицы NaCl становятся анизотропными. Если вектор напряженности электрического поля направлен вдоль ребра куба кристаллической решетки, то продольные размеры ее увеличиваются, а поперечные уменьшаются. Относительные изменения размеров можно записать как [27], [28]

$$\frac{a_{\parallel}}{a_0} = 1 + R_{1111}E_{\parallel}^2, \quad \frac{a_{\perp}}{a_0} = 1 + R_{1122}E_{\parallel}^2, \quad (3)$$

где $a_0, a_{\parallel}, a_{\perp}$ — линейный размер ребра, продольный и поперечный при наложении поля E_{\parallel} ; R_{1111}, R_{1122} — матричные элементы тензора 4 ранга, причем $R_{1111} > 0, R_{1122} < 0$.

Используя значения для $R_{1111} > 0,3 \times 10^{-20} \text{ м}^2/\text{В}^2, R_{1122} = -0,15 \times 10^{-20} \text{ м}^2/\text{В}^2$ [28], для $E_{\parallel} = 400 \text{ В/см}$ получим: $a_{\parallel}/a_0 = 1 + 8,26 \times 10^{-12}, a_{\perp}/a_0 = 1 - 2,07 \times 10^{-12}$. Изменение диэлектрической проницаемости NaCl при электрострикции в слабых полях также незначительно и определяется величиной порядка 10^{-10} .

Существенные деформации кристалла следует ожидать в сильных статических и электромагнитных полях. В сильных электромагнитных полях в результате поперечного действия для водного аэрозоля возникают колебания поверхности частиц, а для асферичных твердых частиц ориентация при ускорении их в воздушной среде. В обоих случаях наблюдается изменение локационных сигналов, отраженных от хаотично и регулярно ориентированных ансамблей частиц [29].

Более существенные изменения формы частиц и образование агрегатов происходят при их нахождении в электрическом поле в условиях повышенной электропроводности [30]. До введения в среду ионов заряженные частицы отталкиваются друг от друга и коагуляции в этом случае не происходит. С увеличением количества ионов частицы уже могут сталкиваться, поскольку ионная оболочка уменьшает поле вокруг частицы. В результате происходит образование укрупненных агрегатов.

Характеристики рассеяния, в частности сечения рассеяния, могут измениться и в результате взаимодействия внешнего поля с заряженными аэрозольными частицами [31–32]. Эти изменения связаны с избыточными зарядами, которые располагаются на поверхности частицы и могут беспрепятственно передвигаться. Однако в реальных условиях частицы в большинстве своем имеют неправильную форму, о возможности свободного перемещения зарядов внутри частицы практически ничего не известно, поэтому эффекты резонансного рассеяния для реальных заряженных частиц трудно интерпретируются.

Таким образом, исходя из физических условий распространения оптического излучения в аэрозольных средах, в этом разделе проведен интуитивный отбор из большого числа вероятных механизмов, которые могут приводить к электрооптическим эффектам. Некоторые случаи, когда источник электрического поля связан с процессами, происходящими в канале пучка распространения, рассмотрены в [33].

Особенности углового распределения интенсивности рассеянного оптического излучения в биполярно заряженной среде

Рассеяние в направлении вперед. В работе [30] было исследовано рассеянное вперед излучение от точечного источника в древесных дымах в зависимости от электрической проводимости среды. Ионизатором среды являлся коронный разряд, происходящий в камере с остриев обкладок конденсатора. Значения напряженности статического электрического поля, под воздействием которого находилась рассеивающая среда, были выбраны характерными для состояния свободной атмосферы и грозовой обстановки. Исследования проводились в камере искусственных сред, где был размещен плоский конденсатор, являющийся источником постоянного электрического поля. Результаты измерений представлены на рис. 2, а. Здесь по оси ординат отложено отношение рассеянного излучения к прямому $J_d/J_{пр}$, по оси абсцисс — коэффициент ослабления среды для $\lambda = 0,63$ мкм. Прямая 1 получена при отсутствии дополнительного электрического поля (тем самым источника ионизации) и при электропроводности $\sigma = 10^{-16}$ См·см⁻¹. Прямая 2 соответствует случаю повышенной

ионизации в камере, когда в $\sigma = 1,4 \cdot 10^{-16}$ См·см⁻¹. Значения величины $D = 12 \int_0^\Psi \int_0^\Theta x(\rho, \Psi + \Theta) d\Psi d\Theta$,

являющейся характеристикой рассеянного вперед излучения (здесь Θ и Ψ — диаграммы направленности источника и приемника; $x(\rho, \Psi + \Theta)$ — индикатриса рассеяния частиц), составляют в первом и во втором случаях 0,07 и 0,1 соответственно. То есть с ростом количества ионов в среде растет величина D . Увеличение D объясняется изменением структуры среды, зависящим от количества ионов в среде, а следовательно, и проводимости. Значения параметра M_i , определенного из сравнения теоретических и экспериментальных данных D , 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 был рассмотрен нами в первой части обзора и связан с коагуляцией частиц.

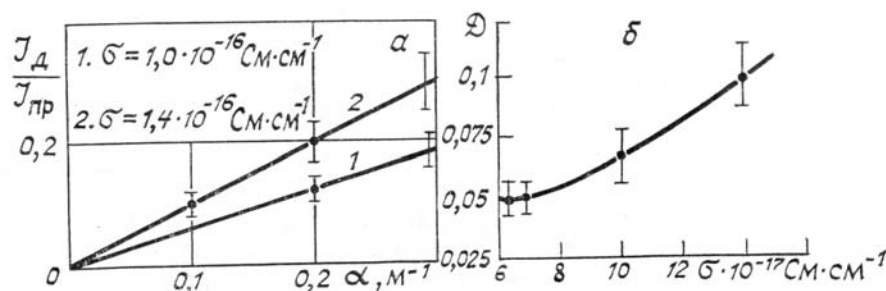


Рис. 2. Экспериментальные значения отношения $J_d/J_{пр}$ при различных коэффициентах ослабления среды. Зависимость величины D от электропроводности среды

Измерение рассеянного вперед излучения в зависимости от электропроводности позволяет проследить динамику образования укрупненных агрегатов. Полученная нами зависимость приведена на рис. 2, б, где по оси ординат отложены значения D , по оси абсцисс — значения σ . При малых значениях σ рассеянное вперед излучение остается постоянным. Слабые изменения наблюдаются в области $\sigma = 7 \cdot 10^{-17} - 9 \cdot 10^{-17}$ См·см⁻¹. А затем при $\sigma > 10^{-16}$ См·см⁻¹ происходит резкое увеличение D , что можно рассматривать как укрупнение рассеивающих частиц.

Результаты измерений в дымах оптических проявлений несферичности частиц в процессе их коагуляционной трансформации приведены в работе [34]. Авторами определялись параметры электрооптического отклика под углом рассеяния 45° . В зависимости от степени несферичности растущих агрегатов электрооптический параметр α_0 может расти или уменьшаться с течением времени, но через 30–40 мин после начала горения он всегда выходит на насыщение.

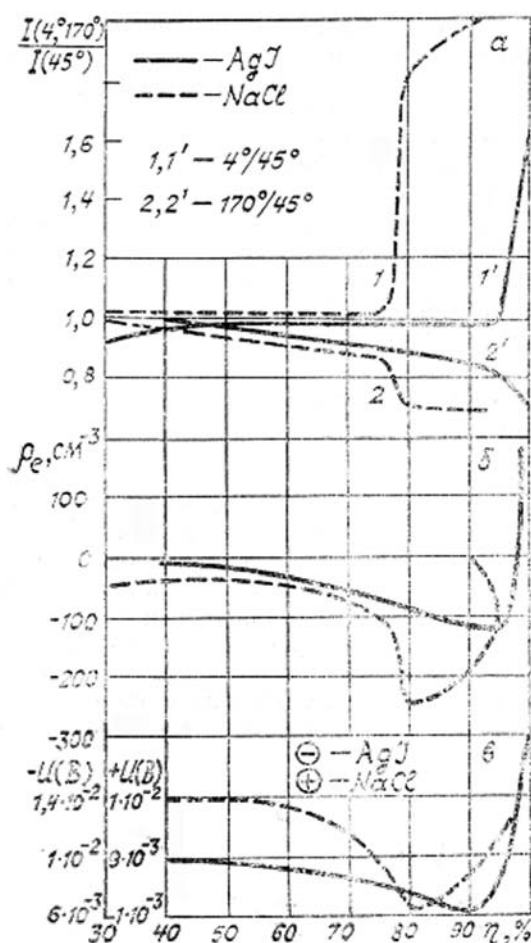


Рис. 3. Зависимость относительных интенсивностей рассеянного излучения $J(4^\circ)/J(45^\circ)$, $J(170^\circ)/J(45^\circ)$ объемного заряда и поверхностного потенциала капель от влажности

Величину электрического поля в аэрозольной атмосфере и его знак обуславливает также и объемный заряд частичек $\rho_e \cdot \text{см}^3$. Изменение объемного заряда при электризации приводит к изменению поверхностного потенциала частиц и трансформации аэрозольной среды. Последнее приводит к аномальному рассеянию излучения. Как ведет себя рассеянное излучение в таких условиях, показано в работе [16], где экспериментально исследовалась равновесная ионная зарядка капель воды, растущих на неионогенных нерастворимых (AgJ) и ионогенных растворимых (NaCl) ядрах конденсации в биполярно ионизованном воздухе. На рис. 3, а показано изменение относительной интенсивности $J(4^\circ)/J(45^\circ)$ (кривые 1 и 1') рассеянного оптического излучения при изменении относительной влажности от 30 до 100%. Напомним, что отношение интенсивностей в данном случае характеризует изменение размера частиц.

На рис. 3, б и 3, в показано поведение объемного заряда ρ в процессе трансформации частиц и приведен рассчитанный для этих условий поверхностный потенциал капель. Общим для представленных закономерностей является резкое изменение сечения рассеяния и объемного заряда при определенных условиях. Поведение интенсивностей рассеянного излучения при изменении относительной влажности в диапазоне 30–80% определяется объемным зарядом водорастворимых частиц на стадии адсорбции водяного пара поверхностью твердого ядра в случае ядер NaCl (кривая 1) и AgJ (кривая 1'). Далее следуют еще две стадии изменения размеров капель и сечений рассеяния для случая частиц NaCl (кривая 1): конденсационный рост частицы и конденсационный рост капли разбавленного раствора.

Рассеяние в направлении назад. При зондировании атмосферы возникает необходимость учитывать градиент поля влажности и вариации электрического поля, так как и то, и другое способствует процессам коагуляции и укрупнению частиц. В работе [35] были экспериментально исследованы изменения коэффициентов обратного рассеяния β_π оптического излучения малыми части-

цами древесного дыма в зависимости от относительной влажности воздуха при воздействии внешнего статического электрического поля. На рис. 4 представлены результаты этих исследований для среды с коэффициентом ослабления $\alpha_{\text{осл}}(\lambda = 1,06 \text{ мкм}) = 0,13 \text{ м}^{-1}$. 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 $E_{\text{п}} = 250\div 450 \text{ В/см}$), при $\eta \sim 30\text{--}40\%$ увеличение $\beta_{\text{п}}$ происходит с большей скоростью. В отсутствие внешнего электрического поля с изменением влажности воздуха от 30% до 90% увеличение эхо-сигнала 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 $\sim 0,01\text{--}0,1 \text{ мкм}$ [36]. В результате воздействия внешнего электрического поля происходит дополнительная зарядка аэрозольных частиц из-за осаждения аэроионов на поверхности 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.

Результаты измерений отношения рассеянного назад излучения $J(170^\circ)/J(45^\circ)$, которое более чувствительно к изменению коэффициента преломления в зависимости от влажности при изменении объемного заряда частиц, представлены на рис. 3, а кривыми 2 и 2' [16]. Обратим внимание на тот факт, что полученная зависимость является почти «зеркальным» отражением зависимости $J(4^\circ)/J(45^\circ)$. По-видимому, обнаруженная особенность в экспериментах [16] вполне может быть использована для решения обратных задач.

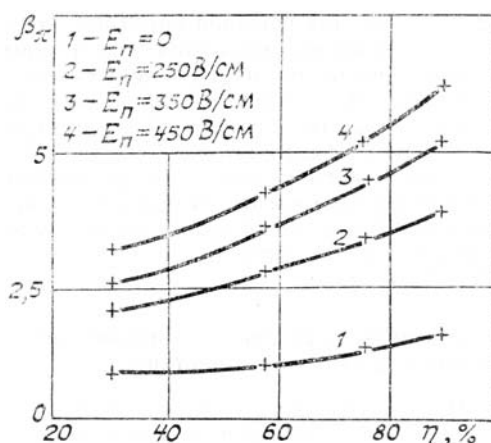


Рис. 4. Зависимость коэффициента обратного рассеяния от влажности при разных напряженностях электрического поля

Исследования отражения электромагнитного излучения в СВЧ диапазоне спектра от облака заряженных аэрозольных частиц хлористого аммония приведены в [32]. Наблюдаемые сечения рассеяния меньше $\sigma_{\text{обл}} = \sigma_{\text{геом}} f(\epsilon_{\text{см}})$ (где $\sigma_{\text{геом}}$ — геометрическое сечение облака). Разницу авторы объясняют наиболее вероятным для этого случая эффектом аномального резонансного рассеяния излучения заряженными аэрозольными частицами. Результат не претендует на количественную точность. И вопрос об аномальном рассеянии волн в задачах взаимодействия электромагнитного излучения с веществом требует дополнительной проверки.

Поляризация рассеянного оптического излучения при воздействии электрического поля на частицы.

Чувствительными к изменениям, происходящим в среде, находящейся под воздействием электрического поля, являются интенсивности параллельного и ортогонального по отношению к вектору падающего излучения компонентов рассеянной волны. На рис. 5, а представлены результаты измерений степени поляризации отраженного излучения от морской прибрежной дымки в зависимости от относительной влажности воздуха η , % [37]. Значения степени поляризации близки к нулю и даже принимают отрицательные величины. Объяснение деполаризации за счет несферичности частиц выглядит неудовлетворительным, так как из микрофизических исследований вытекает, что аэрозоль, образованный в результате кристаллизации капель раствора, в значительной степени изометричен. Отрица-

тельные значения степени поляризации Отраженного излучения наблюдались также авторами [38–39] при исследовании поляризационных характеристик надводного и стратосферного аэрозоля, которые видят объяснения данного явления в наличии анизотропных слоев, возникающих в результате ветровых сдвигов и других выравнивающих процессов в атмосфере. Анализ метеорологической обстановки в [37] показал, что в качестве одного из ориентирующих факторов может выступать электрическое поле. К этому времени имелись сведения о наличии электрооптических эффектов у частиц NaCl [40]. Поэтому в [41] проведена оценка действия этого фактора, а также возможного влияния естественного электрического поля Земли на состояние поляризации рассеянного излучения.

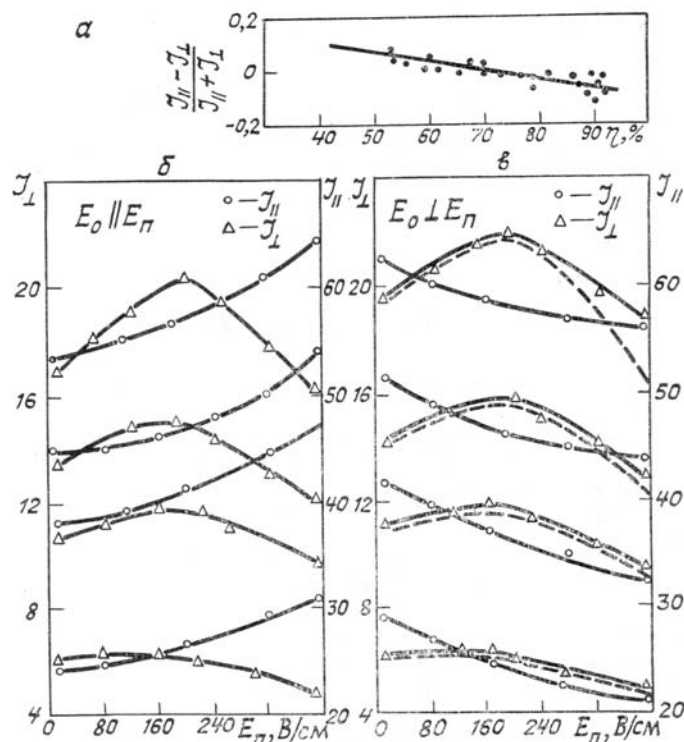


Рис. 5. Зависимость поляризации рассеянного назад излучения от влажности и поляризованных компонент от напряженности электрического поля для частиц морской соли: б – $E_0 \parallel E_{\text{п}}$, в – $E_0 \perp E_{\text{п}}$, Δ – для J_{\perp} , \circ – для J_{\parallel} , штриховые – расчет J

Теоретическая модель, объясняющая зависимость поляризации отраженного оптического излучения от напряженности электрического поля, создана в предположении изометричности анизотропных частиц исследуемого аэрозоля. На тензор поляризуемости частицы накладываются условия, равнозначные предположению одноосности частиц как на низких, так и на оптических частотах. Главные значения тензора поляризуемости в постоянном электрическом поле α_{ij} подчиняются условию $\alpha_{11} = \alpha_{22} = \alpha_{\perp}$; $\alpha_{33} = \alpha_{\parallel}$. Аналогичные условия $\beta_{11} = \beta_{22} = \beta_{\perp}$; $\beta_{33} = \beta_{\parallel}$ накладываются на тензор β_{ij} , определяющий анизотропию поляризуемости на частоте оптического излучения. Считается, что направления α_{\parallel} и β_{\parallel} совпадают. В остальном соотношения между компонентами тензоров α_{ij} и β_{ij} могут быть произвольными. В модели исключается возможность ориентирующего действия со стороны падающего излучения. Проведенные вычисления дают следующие зависимости интенсивностей основной J_{\parallel} и кроссполяризованной J_{\perp} компонент излучения, рассеянных единицей объема, от напряженности постоянного поля $E_{\text{п}}$ для случая, когда вектор E_0 падающей волны параллелен вектору $E_{\text{п}}$:

$$J_{\parallel}(\xi) = \frac{NK^4 \varepsilon_0 c \langle E_0^2 \rangle}{16 \pi r^2} \{ |\beta_{\parallel} - \beta_{\perp}|^2 [F_2(\xi) - F_1(\xi)] + |\beta_{\parallel}|^2 F_1(\xi) + |\beta_{\perp}|^2 [1 - F_1(\xi)] \}; \quad (4)$$

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

где $\xi = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 |\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}|}{KT}} E_{\text{п}}$ – расстояние от приемника до рассеивающего объема. Безразмерные функции $F_1(\xi)$ и $F_2(\xi)$ определяются следующими формулами:

$$F_1(\xi) = \int_0^\xi e^{y^2} y^2 dy \left[\xi^2 \int_0^\xi e^{y^2} dy \right]^{-1}; \quad (5)$$

$$F_2(\xi) = \int_0^\xi e^{y^2} y^4 dy \left[\xi^4 \int_0^\xi e^{y^2} dy \right]^{-1},$$

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

В рамках приведенной расчетной модели электрооптического эффекта, связанного с воздействием внешнего электрического поля на сферические анизотропные частицы, появление максимума в зависимости кроссполаризованной компоненты интенсивности рассеянного назад излучения от напряженности внешнего поля интерпретируется следующим образом [21]. При малых напряженностях внешнего поля происходит неполная ориентация частиц, и при определенных значениях существует преимущественный угол ориентации. При этом угле величина J_\perp имеет максимальное значение. С дальнейшим увеличением напряженности E_n все большее число частиц ориентируется вдоль E_n . Интенсивность J_\perp при этом уменьшается.

Модельные эксперименты были проведены для туманов, получаемых распылением 3,5%-ного раствора морской соли. Процентный состав раствора определялся, исходя из солености мирового океана. Относительная влажность воздуха в камере поддерживалась постоянной $\eta = 40\%$. Поляризованные компоненты интенсивности рассеянного под углом 187° оптического излучения на $\lambda = 1,06$ мкм измерялись в долях интенсивности падающего на рассеивающий объем излучения.

Результаты экспериментальных и расчетных данных приведены на рис. 5, б, в. Интенсивность J_\perp во всех случаях имеет максимум в зависимости от напряженности E_n что совпадает с приведенной выше интерпретацией. Ход интенсивности параллельной компоненты J_\parallel зависит от того, какой случай реализуется ($E_0 \parallel E_n$ или $E_0 \perp E_n$ рис. 5, б, в. Различное поведение интенсивностей находит полное объяснение в рамках принятой модели. Вид зависимости определяется соотношением между модулями главных значений тензора поляризуемости $\beta_\parallel, \beta_\perp$ и модулем их разности.

Расчетные зависимости $J_\perp(E_n)$ приведены на рис. 5, в штриховыми линиями. Как следует из сравнения расчетных и экспериментальных результатов, в некоторых случаях при больших E_n имеют место существенные расхождения. Это говорит о том, что помимо изменения дипольных свойств частицы появляются новые механизмы оптической анизотропии.

Спектральная прозрачность биполярно ионизованной среды

Рассмотрим динамику коэффициента ослабления оптического излучения на $\lambda = 0,63$ мкм в древесных дымах при воздействии статического электрического поля, коронного разряда и лазерной искры. Исследования проводились совместно с Ю.И. Кулаковым и Э.В. Лугиным в большой и малой камерах объемом $50 \times 50 \times 50$ см³. В малой камере ионизация среды осуществлялась искровым разрядом, инициируемым CO₂-лазером в одной точке камеры.

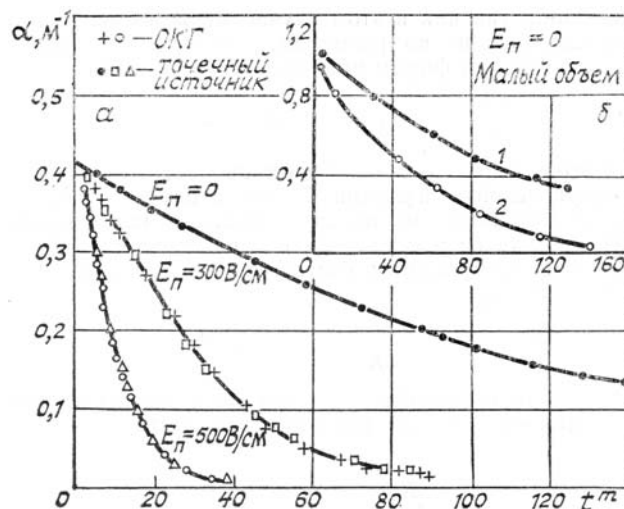


Рис. 6. Динамика распада ионизованных дымов в электрическом поле

Изменение коэффициента ослабления оптического излучения от времени представлено на рис. 6, а при трех значениях напряженности электрического поля: $E_n = 0$; 300 В/см; 500 В/см. При отсутствии внешнего электрического поля и разряда коэффициент ослабления α , m^{-1} изменяется медленно и процесс «оседания» дыма длится около шести часов. 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 изменении поля от 0 до 500 В/см изменяется от $7 \cdot 10^{-17}$ См \cdot см $^{-1}$ до $1,7 \cdot 10^{-16}$ См \cdot см $^{-1}$. Изменение α в малой камере при воздействии на среду лазерной искрой, когда $E_n = 0$, демонстрируется на рис. 6, 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.

Когда происходит электрокоагуляция, с учетом вероятности столкновения p заряженных частиц и процессов электростатического рассеяния, изменение концентрации описывается законом [15].

$$\frac{dN}{dt} = -K_1 [(N_+^2 + N_-^2) p_1 + 2N_+ N_- p_2] = \frac{4\pi q_1 q_2 D_d}{KT}, \quad (6)$$

где $K_1 = 8\pi R D_d$ — коэффициент броуновской коагуляции; $p_1 = \gamma(e^\gamma - 1)^{-1}$; $p_2 = \gamma e^\gamma (e^\gamma - 1)^{-1}$ — вероятности столкновения одноименно и разноименно заряженных частиц; $\gamma = \frac{q_1 q_2}{2RKT}$, q_1 и q_2 — заряды взаимодействующих частиц; N_+ и N_- — число положительно и отрицательно заряженных частиц. Если принять $N_+ = N_- = \frac{N}{2}$, можно получить отношение m скоростей изменения концентрации частиц для заряженного и незаряженного аэрозоля:

$$m = \frac{\gamma \exp \gamma}{\exp \gamma - 1} - \frac{\gamma}{2} > 1. \quad (7)$$

Неравенство (7) показывает, что скорость коагуляции заряженных частиц выше. Таким образом, при дополнительной ионизации среды искровым или коронным разрядом усиливается процесс коагуляции.

Рассмотрим, как изменяется коэффициент ослабления $\alpha_{осл}(\lambda)$ при электрокоагуляции, так как в этом случае меняется размер и форма частиц, распределение их по размерам, уменьшается концентрация. Пренебрегая изменением формы частиц, можно записать

$$\frac{dN}{dt} = -K_1 N^2 - \alpha_{осл}(\lambda) N. \quad (8)$$

Второй член этого выражения описывает процессы, сопутствующие естественной броуновской коагуляции. В нашем случае рассмотрим влияние электрического поля на поляризационную коагуляцию, то есть когда $\alpha = \alpha(E_n)$. Если не рассматривать влияние частотной зависимости поля на процесс коагуляции и считать поле постоянным, то решение уравнения (8) имеет вид

$$\frac{N}{N_0} \frac{\alpha_{осл}(\lambda) + K_1 N_0}{\alpha_{осл}(\lambda) + K_1 N} = e^{-\alpha_{осл}(\lambda) t}, \quad (9)$$

где N_0 — соответствует концентрации частиц в момент времени $t = 0$.

Положив $\alpha(E) = t_0^{-1}$, вместо (9) можно записать

$$N = \frac{N_0 e^{-t/t_0}}{1 + K_1 t_0 N_0 (1 - e^{-t/t_0})}. \quad (10)$$

Так как при броуновской коагуляции происходит слияние незаряженных частиц, причем очень высокой концентрации, то ею можно пренебречь.

Тогда

$$N = N_0 e^{-t/t_0}, \quad (11)$$

где $t_0 = 1/\alpha(E_n)$ — эффективное время коагуляции. Время t_0 определяется естественным электрическим полем атмосферы E_0 , которое всегда отлично от нуля.

Таким образом, для коэффициента ослабления получим

$$\alpha_{\text{осл}}(\lambda) = N_0 e^{-t/t_0} \int_0^{\infty} \sigma(R, \lambda) f(R) dR. \quad (12)$$

Сделав предположение, что $t_0 = t_{\text{эф}} e^{-\nu E_{\text{II}}/E_0}$ ($t_{\text{эф}}$ — эффективное время распада аэрозольной среды; ν — безразмерный коэффициент, зависящий от свойств среды), и учитывая, что процесс коагуляции слабо влияет на вид функции $f(R)$ в дымах [30], окончательно получим

$$\alpha_{\text{осл}}(\lambda) = \alpha_{0\text{осл}}(\lambda) \exp\left(-\frac{t}{t_{\text{эф}} e^{-\nu E_{\text{II}}/E_0}}\right). \quad (13)$$

Из экспериментальных данных, представленных на рис. 6, следует, что $t_{\text{эф}}$ — это время, за которое $\alpha_{0\text{осл}}(\lambda)$ уменьшается в e раз при отсутствии внешнего электрического поля, а $\nu = 6 \cdot 10^{-3}$.

На рис. 7 приведено изменение коэффициента ослабления $\alpha_{\text{осл}}(\lambda)$ в зависимости от времени при напряженности электрического поля $E_{\text{II}} = 450$ В/см для различных начальных плотностей дыма. На расчетные кривые по формуле (13) точками нанесены результаты, полученные экспериментально. Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных указывает на обоснованность принятых допущений при выводе выражения для $\alpha_{\text{осл}}(\lambda)$.

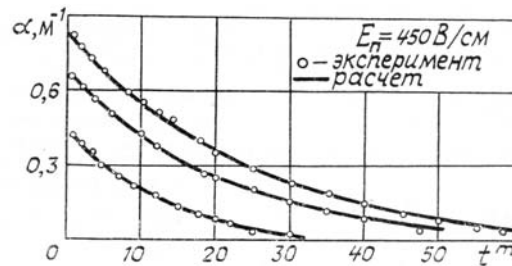


Рис. 7. Динамика распада ионизированных дымов в электрическом поле в зависимости от начальной плотности дыма

Увеличение скорости движения заряженных частиц аэрозольной среды в электрическом поле (эффект «электрофильтрации»), приводит также к электрооптическим явлениям. Электрооптический эффект за счет электрофильтрации заключается в том, что прозрачность двух рядом расположенных каналов распространения излучения неодинакова. Эти исследования были проведены в камере длиной 1 м для туманов парения. Одна из стенок камеры была выполнена из оргстекла, которое заряжалось статически. Распределение поля в камере показано на рис. 8, а, где по оси абсцисс отложено расстояние от стенки камеры, по оси ординат — напряженность поля. Расстояние до ближайшего к стенке источника излучения составляло 15 см, между двумя источниками излучения — 20 см. Измеренные значения оптической толщи $\tau_{1,2}$ приведены на рис. 8, б. Индекс 1 относится к ближайшему к стенке каналу распространения, индекс 2 — к удаленному. Как видно из рисунка, после запуска тумана плотность частиц во втором канале меньше из-за интенсивного дрейфа частиц в первый канал. Затем при $\tau \approx 5-7$ происходит выравнивание сигналов и далее более прозрачным становится первый канал. В данных измерениях максимальное отличие оптических толщ двух каналов достигало $\Delta\tau = 1$. Не исключено, что в атмосфере, из-за большого турбулентного перемешивания частиц в среде этот эффект может замываться. Тем не менее данный эффект приведет к дополнительным флуктуациям прозрачности.

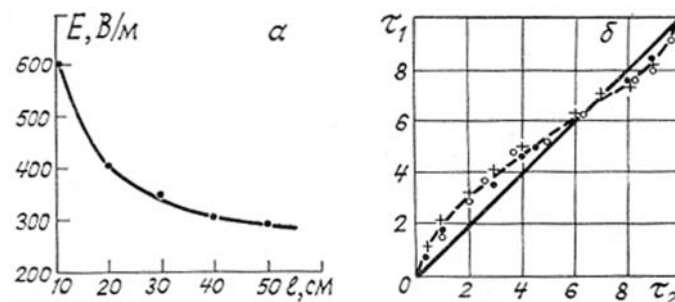


Рис. 8. а — влияние электрофильтрации на измеренные значения оптической толщи; б — распределение статического электрического поля в камере

Заключение

Изучение электрооптических явлений при распространении излучения в аэрозольной атмосфере находится на первоначальной стадии выяснения основных закономерностей. Существует еще ряд интересных механизмов влияния электрического поля на характер взаимодействия оптических волн со средой. Например, механизм влияния ионов на ослабление волн инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов в биполярной среде рассматривается в [12]. Он связан с образованием метастабильных нейтральных частиц размерами 10^{-7} – 10^{-4} см в результате реакции радиолиза. Многолетние наблюдения атмосферного электричества позволили вывести оптическое соотношение, устанавливающее связь между напряженностью поля и метеорологической дальностью видимости $E_{\text{п}}S_{\text{М}} = \text{const}$ [11]. Это соотношение появляется из-за влияния влажности и замутненности атмосферы на электрическое поле. Механизм такого влияния до сих пор неизвестен, а состояние атмосферы, для которого имеет место соотношение, следует отнести к особым.

Во многих задачах атмосферной физики необходим поиск конкретных путей использования электрических параметров для исследования глобальных и локальных загрязнений атмосферы и возможностей измерения электрических параметров лидарными методами. Дистанционное измерение напряженности электрического поля возможно с использованием спектроскопии комбинационного антистоксового рассеяния света [42]. 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 обзоре. Появление этих методов необходимо для изучения электрических свойств средней атмосферы, связанных с прогнозом погоды, и для зондирования подстилающей поверхности оптическими методами [43].

Использование зависимости поляризационных характеристик рассеянного назад излучения (а в общем случае параметров Стокса) от напряженности ориентирующего поля дополняет методы исследования аэрозольных сред при воздействии импульсных полей. Они позволяют оценить поляризуемость частиц в постоянном поле и вид тензора оптической поляризуемости. Оба параметра очень чувствительны к трансформации аэрозольных частиц под воздействием атмосферных условий.

Проведенный анализ убеждает в необходимости учета взаимодействия статического электрического поля с аэрозольной средой в задачах распространения оптического излучения и при интерпретации результатов лазерного зондирования атмосферы. Для этого требуется накопление теоретических и экспериментальных данных о виде матриц рассеяния на несферических и неизотропных частицах.

Вопросы 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 стоящих задач дает возможность определения электрооптических параметров, которые характеризуют, в свою очередь, электрические свойства среды.

В заключение автор выражает благодарность чл.-кор. АН СССР М.В. Кабанову за постоянное внимание к работе и полезные обсуждения ее результатов.

1. Келих С. Молекулярная линейная оптика. М.: Наука. 1981. 671 с.
2. Вукс М. Ф. Электрические и оптические свойства молекул и конденсированных сред. Л.: Изд-во ЛГУ. 1984. 336 с.
3. Верещагин А. Н. Поляризуемость молекул. М.: Наука. 1980. 177 с.
4. Преждо В. В., Хащина М. В., Замков В. А. Электрооптические исследования в физике и химии. Харьков: Изд-во Харьковского госуниверситета. 1982. 153 с.
5. Фридрихсберг Д. Л. Курс коллоидной химии. Л.: Химия. 1984. 368 с.
6. Стоилов С., Шилов В. Н., Духин С. С., Сокеров С., Петранчин И. В. Электрооптика коллоидов. Киев: Наукова думка. 1977. 200 с.
7. Духин С. С., Эстрела-Льюпис В. Р., Жолновский Э. К. Электроповерхностные явления и электрофильтрация. Киев: Наукова думка. 1985. 287 с.
8. Капустин В. Н., Любовцева Ю. С., Розенберг Г. В. //Изв. АН СССР. ФАО. 1975. Т. 11. № 10. С. 1015–1021.
9. Капустин В. Н., Загаинов В. А., Ширина Н. Т. //Изв. АН СССР. ФАО. 1980. Т. 16. № 3. С. 261–269.
10. Капустин В. Н., Любовцева Ю. С., Стойлов С. П., Петранчин И. В. //Изв. АН СССР. ФАО. 1983. Т. 19. № 7. С. 696–702.
11. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества. Л.–М.: ГИТТЛ, 1949. 156 с.
12. Имянитов И. М., Шифрин К. С. //УФН. 1962. Т. 76. Вып. 5. С. 593–642.
13. Смирнов В. В. //Труды ИЭМ Госкомгидромета. Вопросы атмосферного электричества. 1983. Вып. 30(104). С. 64–106.
14. Брагин Ю. А. //В кн.: Применение ЭВМ в исследовании физических процессов в атмосфере и ионосфере. Новосибирск: ИГ СО АН СССР. 1987. С. 102–109.
15. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли – пыли, дымы и туманы. Л.: Химия. 1982. 427 с.
16. Савченко А. В. //Труды ИЭМ Госкомгидромета. 1980. Вып. 24(89). С. 38–67.
17. Красногорская Н. В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Л.: Гидрометеоздат. 1972. 323 с.

18. Мучник В. М. Физика грозы. Гидрометеониздат. 1984. 351 с.
19. Мучник В. М., Фишман Б. Е. Электризация грубодисперсных аэрозолей в атмосфере. Л.: Гидрометеониздат. 1982. 207 с.
20. Духин С. С., Шилов В. Н. Диэлектрические явления и двойной слой в дисперсных системах и полиэлектролитах. Киев: Наукова думка. 1972. 204 с.
21. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометеониздат. 1987. 256 с.
22. Кауль Б. В. //Изв. вузов СССР. Физика. 1983. № 11. С. 17–21.
23. Вялкин А. С., Донченко В. А., Кабанов М. В., Стахин Н. А. //В кн.: IX Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере Томск: ИОА СО АН СССР. 1987. С. 10.
24. Вялкин А. С., Донченко В. А., Кабанов М. В., Стахин Н. А. //В кн.: VIII Всес. симп. по распространению лазерного излучения в атмосфере (Тезисы докл.). Томск: ИОА СО АН СССР. 1986. Ч. I. С. 59–61.
25. Жуланов Ю. В., Петрянов И. В. //ДАН СССР. 1980. Т. 253. № 4. С. 845–848.
26. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. 1982. 623 с.
27. Желудев И. С. Физика кристаллических диэлектриков. М.: Наука. 1968. 650 с.
28. Желудев И. С. Физика кристаллических диэлектриков. М.: Наука. 1968. 460 с.
29. Копытин Ю. Д., Мальцева Г. А., Шишигин С. А. //В кн.: Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров. Томск: ИОА СО АН СССР. 1979. С. 185–200.
30. Генин Е. В., Донченко В. А., Кабанов М. В., Кулаков Ю. И. и др. // Изв. вузов СССР. Физика. 1986. № 2. С. 82–87.
31. Лушников А. А., Максименко В. В., Симонов А. Я., Сутугин А. Г. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 6. С. 726–733.
32. Симонов А. Я. //Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 1. С. 61–65.
33. Агеев В. П., Бурдин С. Г., Гончаров И. Н. и др. Взаимодействие мощного импульсного лазерного излучения с твердыми телами в газах. «Радиотехника». (Итоги науки и техники ВИНТИ). М.: 1983. 31. С. 220.
34. Капустин В. Н., Корнеев А. А. //Изв. АН СССР. ФАО. 1983. Т. 24. № 3. С. 280–289.
35. Донченко В. А., Кабанов М. В., Кулаков Ю. И., Петров В. П. //IX Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск: ИОА СО АН СССР. 1987. С. 8.
36. Ивлев Л. С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей. Л.: ЛГУ. 1982. 365 с.
37. Донченко В. А., Кулаков Ю. И., Петров В. П. //В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во ТГУ. 1982. Вып. 2. С. 104–108.
38. Menial W. P., Carswell A. I. //Appl. Optics. 1975. V. 14. № 9. P. 2158–2168.
39. Derr V. E., Abshire N. Z., Cunn R. E., Menice I. T. //J. Appl. Meteorol. 1976. V. 15. № 11. P. 1200–1203.
40. Капустин В. Н., Любовцева Ю. С. //В кн.: I Всес. совещание по атмосферной оптике. (Тезисы докл.). Томск: ИОА СО АН СССР. 1976. С. 187–190.
41. Донченко В. А., Кабанов М. В., Кауль Б. В., Кулаков Ю. И. //Изв. АН СССР. ФАО. 1985. Т. 216. № 11. С. 1173–1180.
42. Булдаков М. А., Васильев Н. Ф., Лазарев С. В., Матросов И. И. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 2. С. 405–406.
43. Донченко В. А., Зуев В. Е., Кабанов М. В. и др. //В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во ТГУ. 1987. Вып. 6. С. 145–157.

Сибирский физико-технический институт
им. В. Д. Кузнецова, Томск

Поступила в редакцию
24 августа 1988 г.

V. A. Donchenko. **Electro-optical Effects at Optical Wave Propagation Through the Aerosol Atmosphere.**

The paper overviews experimental studies of the electro-optical effects accompanying the optical radiation scattering by aerosols. Different mechanisms of the aerosol transformations and anisotropy occurrence under the action of electrical field are discussed. The paper also presents some results of the investigations into abnormal light scattering and spectral transmission in a medium placed into a bipolar electrical field. Also discussed in the paper are the results of experimental studies of scattered light polarization when aerosol particles are affected by electrical field.