

Т.А. Лопасова, Р.Ф. Рахимов

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ ПАРАМЕТРОВ СВЕТОРАССЕЯНИЯ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

В работе исследуется влияние степени оптической активности материала частиц на характеристики светорассеяния. Представлены результаты численного анализа резонансной структуры функциональной зависимости коэффициентов ослабления и поглощения от дифракционного размера частиц. Наряду с закономерностями, присущими пассивным частицам, отмечен ряд особенностей для частиц из оптически активных материалов.

Совершенствование оптических методов исследования свойств аэрозолей диктует необходимость анализа более тонких эффектов рассеяния и поглощения, в частности резонансных.

В статье представлены результаты расчетов резонансной структуры факторов эффективности ослабления $K_E(m, \rho)$ и поглощения $K_A(m, \rho)$, соответствующих условиям резонансов электрических и магнитных парциальных волн внутри диэлектрических слабопоглощающих сфер в зависимости от степени их оптической активности.

Для оптически активной частицы факторы эффективности ослабления $K_E(m, \rho)$ и рассеяния $K_S(m, \rho)$ оказываются различными в зависимости от направлений круговой поляризации падающего света [1, 2]:

$$K_{SR}(m, \rho) = \frac{2}{\rho^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [|a_n|^2 + |b_n|^2 + 2|c_n|^2 + 2 \operatorname{Im} \{(a_n + b_n) c_n^*\}];$$

$$K_{SL}(m, \rho) = \frac{2}{\rho^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) [|a_n|^2 + |b_n|^2 + 2|c_n|^2 - 2 \operatorname{Im} \{(a_n + b_n) c_n^*\}];$$

$$K_{ER}(m, \rho) = \frac{4}{\rho^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot \operatorname{Re} \{a_n + b_n + 2ic_n\};$$

$$K_{EL}(m, \rho) = \frac{4}{\rho^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot \operatorname{Re} \{a_n + b_n - 2ic_n\},$$

где $K_{SR}(m, \rho)$ и $K_{SL}(m, \rho)$ — факторы эффективности рассеяния падающего излучения соответственно правой и левой круговой поляризации; аналогично $K_{ER}(m, \rho)$ и $K_{EL}(m, \rho)$ — факторы эффективности ослабления.

Расчетный алгоритм для оценки параметров светорассеяния оптически активных сферических частиц с комплексным показателем преломления $m = n - i\kappa = 1,333 - i \cdot 5 \cdot 10^{-5}$ (n — показатель преломления, κ — показатель поглощения) реализован по схеме, аналогичной для пассивных частиц [3]. Численный анализ интерференционной и тонкой резонансной структуры выполнен для функциональных зависимостей $K_E(m, \rho)$ и $K_A(m, \rho)$ по шкале дифракционного параметра $\rho = 2\pi R/\lambda$ (где R — радиус частиц, λ — длина волны падающего излучения, $\lambda = 0,53$ мкм) в диапазоне $\rho = 20 \div 30$. Результаты первых оценок показали, что при возрастании оптической активности материала частиц ($\Delta m/m$, эффектов двулучепреломления — $\Delta n/n$, дихроизма — $\Delta \kappa/\kappa$) наряду с закономерностями, известными для пассивных материалов [4–6], имеют место некоторые специфические особенности, например, трансформация резонансной структуры факторов ослабления и поглощения, смещение положения резонансных пиков в сторону меньших значений ρ и др.

Изучение вопроса о влиянии степени оптической активности материала частицы на резонансную структуру внутреннего поля частицы и коэффициенты светорассеяния условно можно разделить на три этапа:

1. Изменение оптической активности за счет изменения полного комплексного показателя преломления частицы m .
2. Влияние двулучепреломления (изменение действительной части показателя преломления одного из направлений круговой поляризации или обоих с разными знаками).
3. Влияние явления дихроизма (изменение мнимой части показателя преломления κ_R или κ_L относительно среднего значения κ_{cp} , равного κ пассивной частицы).

Величиной, характеризующей степень оптической активности частицы, было выбрано отношение разницы $m_{L(R)} - m_{R(L)} = \Delta m$ к величине m для пассивной частицы $\Delta m/m$, аналогичные величины

$\Delta n/n$ — для двулучепреломления и $\Delta\chi/\chi$ — для дихроизма. Рассмотрим подробнее каждый из перечисленных случаев.

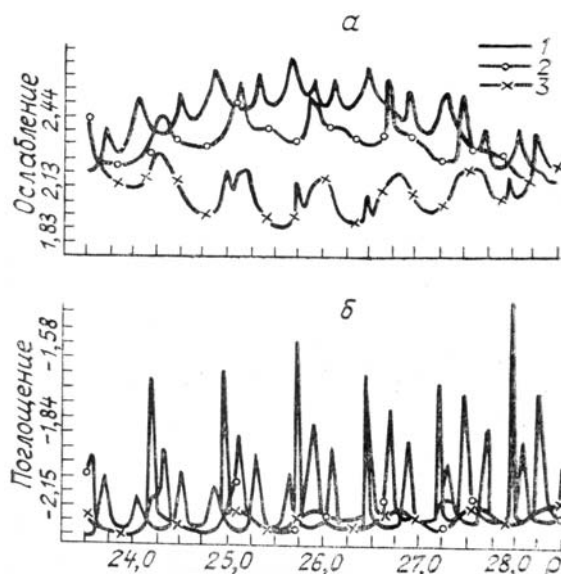


Рис. 1. Функциональная зависимость факторов эффективности: (а) — ослабления $K_E(m, \rho)$, (б) — поглощения $K_A(m, \rho)$. Кривые 1 — для пассивных сферических частиц с $m = 1,333 - i \cdot 5 \cdot 10^{-5}$; 2 — для оптически активных с $\Delta m/m = 0,03$; 3 — для $\Delta m/m = 0,12$

Диапазон изменения $\Delta m/m$ в первой серии расчетов составили величины 0,03; 0,05; 0,12. Рис. 1, а иллюстрирует результаты сравнения коэффициентов светорассеяния оптически активных частиц с соответствующими величинами коэффициентов для пассивных частиц при $m_L = m_R = m$. С возрастанием оптической активности наблюдается заметное изменение не только интерференционной структуры коэффициента ослабления $K_E(m, \rho)$, но и резонансной. На фоне уменьшения интерференционной составляющей $K_E(m, \rho)$ прослеживается тенденция вырождения ряда элементов пиковой структуры с одновременным сдвигом в область меньших значений дифракционного параметра. При этом отмечалась неоднозначность вклада интерференционной составляющей волн с левой и правой круговой поляризацией.

К характерной особенности в поведении коэффициентов поглощения оптически активными сферическими частицами $K_A(m, \rho)$ (рис. 1, б) для тех же соотношений возрастания оптической активности можно отнести постепенное уменьшение числа максимумов (с 13 для пассивных, до 7–8 для 0,03 и 0,06 и до 6 для 0,12) за счет подавления резонансного эффекта электрической парциальной волны с одновременным возрастанием коэффициентов поглощения в $\sim 3\div 5$ раз, обусловленной магнитной составляющей при $\Delta m/m = 0,12$ по отношению к пассивным частицам. В рассматриваемом диапазоне дифракционного параметра ρ квазипериодичность K_A для активных частиц сохраняется и составляет величину $\Delta\rho \sim 0,55$. Необходимо отметить, что здесь рассмотрен случай, когда $m_L > m_R$. Расчеты показали, что при $m_R > m_L$ сильнее резонирует волна с левой круговой поляризацией. Если говорить о возрастании амплитудных значений резонансных пиков $K_A(m, \rho)$ электрических и магнитных парциальных волн с ростом номера волны для пассивных частиц, то для $\Delta m/m = 0,03\div 0,12$ оно сохраняется для пиков типа $b_n^{(1)}$, как показали расчеты с большим разрешением по дифракционному параметру $\rho = 0,001$. На рис. 1, б «провалы» в огибающей максимумов $K_A(m, \rho)$ при $\Delta m/m = 0,12$ обусловлены недостаточным разрешением по $\rho \sim 0,01$.

О роли процесса двулучепреломления как ослабляющего фактора оптически активной среды можно судить по результатам расчетов коэффициентов поглощения $K_{AR}(m, \rho)$ и $K_{AL}(m, \rho)$, представленных для $\Delta n/n = 0,0005\div 0,05$ на рис. 2, 3 и для $\Delta n/n = 0,055\div 0,105$ в табл. 1. Расчеты, проведенные для коэффициентов ослабления $K_{ER}(m, \rho)$ и $K_{EL}(m, \rho)$, показали их незначительное изменение (порядка $\pm 5\%$) при $\Delta n/n < 0,05$. При $\Delta n/n \geq 0,05$ наблюдается некоторая корреляция в поведении коэффициентов экстинкции и поглощения.

Наиболее рельефно основные особенности эффекта двулучепреломления проявились при анализе коэффициентов поглощения. Рис. 2 позволяет проследить динамику роста пиковых значений $K_{AL}(m, \rho)$ и $K_{AR}(m, \rho)$ с возрастанием номера парциальной волны, причем $K_{AL}(m, \rho)$ значительно больше $K_{AR}(m, \rho)$ для данного диапазона ρ и достигает 5–6-кратного увеличения по сравнению с амплитудой соответствующей парциальной волны для частицы из оптически неактивного материала

при увеличении n всего на 5%. Одновременно наблюдается сдвиг максимумов в сторону меньших значений параметра ρ .

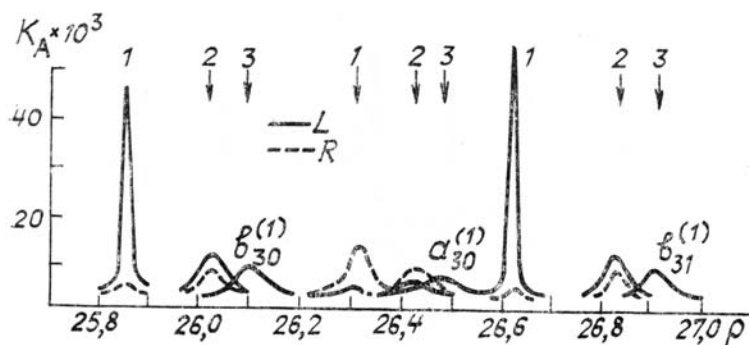


Рис. 2. Динамика роста пиковых значений коэффициентов поглощения $K_{AL}(m, \rho)$ и $K_{AR}(m, \rho)$ при возрастании степени двулучепреломления: (1) $\Delta n/n = 0,05$; (2) $\Delta n/n = 0,005$; (3) $n_L = n_R = n$ — пассивные частицы

Кроме особенностей, отмеченных на рис. 2, кривые рис. 3 позволяют проследить сохранение квазипериодичности максимумов коэффициента поглощения: для $b_n^{(1)}$ $\Delta\rho = 0,75 \div 0,76$, а для $a_n^{(1)}$ $\Delta\rho = 0,802 \div 0,806$ и почти линейное возрастание пиков $K_A(m, \rho)$ магнитных и электрических парциальных волн для $\rho = 25,8 \div 28,2$.

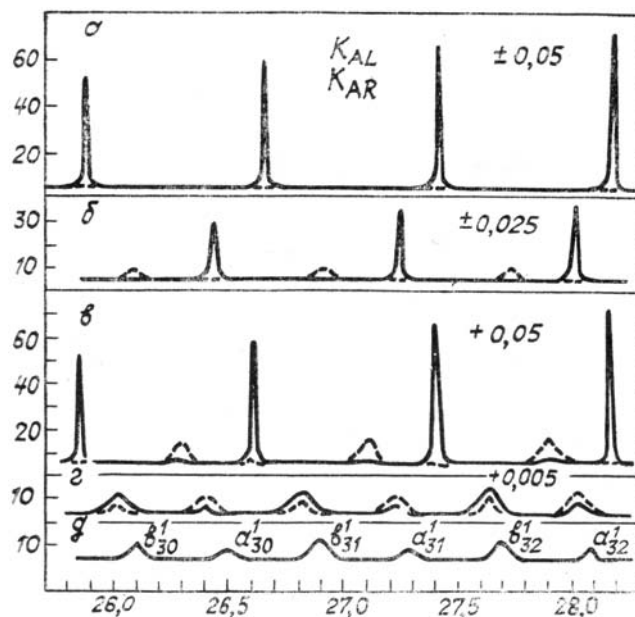


Рис. 3. Зависимость коэффициентов поглощения от дифракционного параметра для оптически активных материалов (пунктирные линии соответствуют $K_{AR}(m, \rho)$, сплошные — $K_{AL}(m, \rho)$) и $K_A(m, \rho)$ для пассивных: а) $n_L = n \cdot (1-0,05)$, $n_R = n \cdot (1+0,05)$; б) $n_L = n \cdot (1-0,025)$, $n_R = n \cdot (1+0,025)$; в) $n_L = n$, $n_R = n \cdot (1+0,05)$; г) $n_L = n$, $n_R = n \cdot (1+0,005)$; д) $n_L = n_R = n$ — пассивные частицы

Важно отметить, что при малой оптической активности $\Delta n/n \sim 0,005$ резонансные пики наблюдаются для излучения как правой круговой поляризации, так и левой, причем с амплитудами, несущественно отличающимися от амплитуд пассивных частиц. При возрастании $\Delta n/n$ до 0,05 происходит существенное возрастание примерно в 5-6 раз резонансных пиков, обусловленных магнитной составляющей парциальной волны, в то время как пики электрической составляющей изменяются незначительно.

Интересные особенности в поведении коэффициентов поглощения на оптически активной частице можно наблюдать при одновременном изменении величины показателя преломления правой и левой круговых поляризаций при постоянстве среднего значения (рис. 3, а, б). Если на рис. 3, б при $n_R = n \cdot (1+0,025)$ и $n_L = n \cdot (1-0,025)$ можно видеть резонансную структуру, аналогичную приведенной на рис. 3, в, только с более широкими у оснований пиками, то при $n_R = n \cdot (1+0,05)$ и $n_L = n \cdot (1-0,05)$ (рис. 3, а) резонансы $K_{AR}(m, \rho)$ (или $K_{AL}(m, \rho)$ при взаимной перестановке n_L и n_R), обусловленные электрической парциальной волной, вырождаются. Расчеты, проведенные для

$n_R = n$ и $n_L = n \cdot (1 - 0,05)$ также показали, что пики, обусловленные резонансами магнитных парциальных волн, сохраняют величины амплитуд, равные амплитудам резонансов на пассивной частице, а электрические вырождаются.

Таблица 1

Влияние двулучепреломления на коэффициент поглощения*

ρ_l	$\Delta n/n$											
	0,055			0,06			0,075			0,105		
	K_{AR}	K_{AL}	ρ_l	K_{AR}	K_{AL}	ρ_l	K_{AR}	K_{AL}	ρ_l	K_{AR}	K_{AL}	ρ_l
23,899	10,42	4,82	23,895	10,46	4,79	23,887	11,74	61,20	23,867	10,93	4,80	
24,262	5,76	43,35	24,186	5,81	44,85	24,634	8,13	70,46	24,026	6,34	105,5	
24,703	11,64	4,96	24,702	11,70	4,94	24,692	11,90	6,11	24,673	12,55	5,02	
25,024	6,12	48,10	24,945	6,22	52,47	25,380	6,77	78,90	24,750	7,39	106,6	
25,511	13,03	5,10	25,503	13,08	5,09	25,498	13,32	6,31	25,474	14,83	102,4	
25,783	6,53	56,08	25,702	6,67	60,55	26,124	6,66	86,99	26,196	6,98	93,51	
26,313	14,65	5,24	26,312	14,73	5,25	26,302	14,96	6,79	26,279	15,43	5,46	
26,541	6,96	63,98	26,458	7,18	68,69	26,868	6,76	92,10	26,918	6,12	81,43	
27,118	16,50	5,39	27,115	16,57	5,44	27,107	16,47	7,35	27,079	17,36	5,73	
27,299	7,42	71,64	27,212	7,89	76,27	27,610	6,87	93,82	27,638	5,94	68,14	
27,919	18,67	5,52	27,917	18,76	5,73	27,906	19,07	7,85	27,878	19,61	6,14	
28,055	7,87	78,32	27,965	9,66	82,44	28,351	6,99	91,82	28,357	5,95	55,22	

* $K_{AR}, K_{AL} \rightarrow K_{A(R,L)}(m, \rho) \times 10^3$

Таблица 2

Влияние дихроизма на коэффициент поглощения

ρ_l	$\kappa_L = \kappa; \kappa_R = \kappa(1 + \Delta\kappa/\kappa); \Delta\kappa/\kappa \cdot 100\%$												$\kappa_L = \kappa(1 - \Delta\kappa/2\kappa); \kappa_R = \kappa(1 + \Delta\kappa/2\kappa); \Delta\kappa/\kappa \cdot 100\%$											
	5%		10%		25%		50%		100%		25%		50%		100%									
	Δ_{AR}	Δ_{AL}	Δ_{AR}	Δ_{AL}	Δ_{AR}	Δ_{AL}	Δ_{AR}	Δ_{AL}	Δ_{AR}	Δ_{AL}	Δ_{AR}	Δ_{AL}	$-\Delta_{AR}$	Δ_{AL}	$-\Delta_{AR}$	Δ_{AL}								
23,692	1,07	3,68	2,26	7,47	5,69	18,7	11,4	37,4	23,0	75,3	6,52	6,52	13,0	13,0	25,7	26,6								
24,051	1,01	4,16	1,86	8,18	4,59	20,4	8,9	40,6	17,6	80,7	7,89	8,03	15,8	15,9	31,8	31,6								
24,497	1,19	3,58	2,37	7,37	5,96	19,2	11,9	36,4	23,9	73,0	6,18	6,07	12,3	12,2	24,5	25,0								
24,862	0,92	3,96	1,85	7,91	4,74	19,8	9,5	39,6	18,8	79,1	7,65	7,52	15,2	15,0	30,2	30,1								
25,302	1,29	3,57	2,48	7,13	6,24	17,7	12,5	35,5	25,0	71,1	5,74	6,74	11,5	11,5	22,7	23,3								
25,671	0,97	3,86	2,05	7,80	5,07	19,3	10,1	38,7	20,6	78,1	7,24	7,12	14,4	14,2	28,4	29,2								
26,105	1,26	3,42	2,61	6,94	6,58	17,3	12,4	34,4	28,8	72,7	5,41	5,32	10,7	10,7	19,4	24,5								
26,478	1,10	3,75	2,10	7,55	5,40	18,8	10,8	37,7	22,0	76,2	6,84	6,73	13,6	13,5	26,7	27,6								
26,906	1,39	3,35	2,69	6,70	6,78	16,7	13,4	39,4	30,4	71,7	4,98	4,98	10,0	9,96	17,5	23,9								
27,285	1,11	3,62	2,21	7,34	5,72	18,5	11,3	36,9	22,6	73,7	6,43	6,33	12,8	12,8	25,5	25,8								
27,707	1,40	3,25	2,80	6,49	6,93	16,2	13,8	32,2	30,1	69,1	4,57	4,65	9,22	9,22	15,8	22,3								
28,090	1,27	3,65	2,46	7,29	6,01	18,0	11,9	35,9	24,4	72,6	6,01	6,01	12,0	12,0	23,5	25,0								
28,506	1,66	3,40	3,06	6,53	7,33	15,8	14,2	31,2	27,4	61,3	4,06	4,44	8,33	8,72	16,8	17,2								

При более сильной выраженности эффекта двулучепреломления, как видно из табл. 1 (в ней ρ_l — положения центров резонансных значений K_{AR}, K_{AL} : $\Delta n/n = 0,055; 0,06; 0,075; 0,105$), основные особенности, отмеченные для $\Delta n \leq 0,05$, сохраняются и только для $\Delta n/n = 0,105$ и $\rho > 24,937$ начинается уменьшение амплитуд резонансных пиков магнитной составляющей парциальной волны, в то

время как $a_n^{(1)}$ (K_{AR} для $n_R > n_L$) продолжает возрастать. Таким образом, происходит смещение интерференционной структуры $K_A(m, \rho)$ в область меньших значений ρ , что во многом аналогично результатам, полученным в [6] при изучении влияния размеров капель воды на структуру внутреннего поля частиц в условиях резонанса, то есть существуют области дифракционного параметра, где пиковые значения a_n продолжают возрастать, в то время как пики, обусловленные магнитной составляющей b_n , начинают уменьшаться, поскольку огибающие для электрических и магнитных парциальных волн одного порядка смещены по ρ .

О роли кругового дихроизма в формировании резонансной структуры внутреннего поля оптически активной сферической частицы и параметров светорассеяния среды можно судить по результатам, представленным в табл. 2. Процентное отношение «приращений» коэффициентов поглощения ΔK_{AR} , ΔK_{AL} к соответствующим значениям коэффициента K_A пассивных частиц в центрах резонансных пиков $\Delta_{A(R, L)} = \Delta K_{A(R, L)} / K_A$ использовано в качестве параметров, характеризующих эффекты дихроизма. В отличие от случаев изменения $\Delta m/m$ и $\Delta n/n$ во всем диапазоне изменения $\Delta \kappa/\kappa$ (0,5÷100%) положения резонансных пиков и их количество в рассматриваемом интервале $\rho = 23,5 \div 28,5$ остаются неизменными. При увеличении степени дихроизма только за счет одного направления круговой поляризации, например, $\kappa_{R(L)} = \kappa \left(1 + \frac{\Delta \kappa}{\kappa} \right)$, $\kappa_{L(R)} = \kappa$ наблюдается возрастание коэффициентов поглощения

как $K_{AR}(m, \rho)$, так и $K_{AL}(m, \rho)$ на величину, в сумме соизмеримую с величиной изменения степени дихроизма: $(\Delta_{AR} + \Delta_{AL}) \approx \Delta \kappa/\kappa$ [%], причем основной вклад в $K_A(m, \rho) \sim 3/4$ дает излучение с неизменной величиной κ . Коэффициенты ослабления K_{ER} и K_{EL} при этом уменьшаются незначительно.

В случае увеличения степени дихроизма как правой, так и левой круговой поляризации $\kappa_{R(L)} = \kappa (1 + \Delta \kappa/\kappa)$ и $\kappa_{L(R)} = \kappa (1 - \Delta \kappa/\kappa)$ коэффициента поглощения возрастает на величину $\sim 1/4 \Delta \kappa/\kappa$ для излучения с уменьшенным значением κ и уменьшаются на такую же величину для большего κ . При подобном способе увеличения дихроизма закономерности изменения коэффициентов светорассеяния выражены более слабо и сумма абсолютных величин $(\Delta_{AR} + \Delta_{AL}) \approx 1/2 \Delta \kappa/\kappa$ [%] и $K_A = (K_{AL} + K_{AR})/2$ остается практически неизменным из-за взаимной компенсации ΔK_{AR} и ΔK_{AL} . Коэффициенты ослабления во всем диапазоне изменения степени дихроизма от 5 до 100% изменяются незначительно $\sim 0,005 \div 0,2\%$.

В заключение кратко перечислим основные выводы, вытекающие из численного анализа.

1. На фоне трансформации интерференционной составляющей зависимости $K_E(m, \rho)$ с ростом $\Delta m/m$ хорошо прослеживается тенденция вырождения ряда элементов пиковой (резонансной) структуры с одновременным сдвигом в область меньших значений дифракционного параметра.

2. При нарастании степени двулучепреломления не происходит взаимной компенсации дифрагированных парциальных волн левой и правой круговой поляризации, за счет чего резонансный эффект усиливается.

3. Характерной особенностью трансформации резонансной структуры коэффициентов светорассеяния с ростом оптической активности материала сферических частиц является вырождение резонансов, обусловленных электрической составляющей парциальных волн, и увеличение силы резонансов по сравнению с пассивными частицами для парциальных волн магнитной моды.

1. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. С. 239.
2. Vogen C. F. // J. Chem. Phys. 1975. V. 62. № 4. P. 1566—1571.
3. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука, 1982. С. 54.
4. Chylek P., Kiehl J. T., Ko M. K. W. // Appl. Opt. 1978. V. 17. № 19. P. 3019—3021.
5. Rosasco G. J., Bennett H. S. // JOSA. 1978. V. 68. № 9. P. 1242—1250.
6. Пришивалко А. П., Астафьева Л. Г., Веремчук М. С., Леднева Г. П. // ЖПС. 1984. Т. XLI. № 5. С. 846—849.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
23 января 1989 г.

G. A. Lopasova, R. F. Rakhimov. **Some Peculiarities of the Resonance Structure of Light Scattering Parameters of Optically Active Spherical Particles.**

The paper deals with the influence of particles optical activity degree on light scattering characteristics. The results of numerical analysis of the resonance structure in the dependence of absorption and extinction coefficients on the diffraction parameter of particles are presented. Along with the features typical for passive particles there are shown some peculiarities inherent for optically active materials.