

РАСЧЕТ РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА
ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

В. Н. Лебедева

На ЭВМ проведены расчеты коэффициентов ослабления (поглощение + рассеяние) для частиц цилиндрической формы с различными оптическими постоянными n и κ ; $n=1, 2, 4$, $\kappa=0; 0.02, 0.2, 2, 4, 20$, что соответствует определенным классам диэлектриков, полупроводников и некоторым металлам. Параметр $x=2\pi a/\lambda$ при расчетах изменяется от 0.01 до 6. Выяснена зависимость коэффициента ослабления отдельно от действительной и мнимой части показателя преломления. При анализе рассчитанных кривых найдены значения оптических постоянных и параметра x , для которых наблюдается максимальный дихроизм при рассеянии света на цилиндрических частицах.

Введение

В предыдущей статье [1] были приведены результаты расчетов рассеяния и поглощения инфракрасного излучения частицами золота цилиндрической формы, помещенными в полимерную среду. Основной целью этих расчетов был анализ оптических свойств и, в частности дихроизма, поляризационных текстур, созданных в Институте кристаллографии АН СССР [2]. Эти текстуры, как показали электронномикроскопические исследования, состоят из сильно вытянутых, ориентированных в одном направлении частиц золота, внедренных в пленку полимера [3].

При проведении настоящей работы ставилась задача выяснения зависимости дихроизма, возникающего при рассеянии света на цилиндрической частице, от оптических постоянных вещества цилиндра. Численные расчеты рассеяния света на цилиндрах очень немногочисленны [4-6]. Результаты этих расчетов сводятся в основном к следующему: показано, что при отсутствии поглощения при показателе преломления 1.5, 1.25 наблюдается разница в значениях коэффициентов ослабления (поглощение + рассеяние) для двух поляризованных компонент падающего излучения, когда вектор $\vec{E}$ направлен вдоль и поперек оси цилиндра. Эта разница невелика и увеличивается по мере увеличения показателя преломления. При слабом поглощении (мнимая часть показателя преломления $\kappa \sim 0.1$) отклонение кривых ослабления от вещественных m незначительно. Наибольшая величина дихроизма достигается в предельном случае $m=n-i\kappa=\infty$ для полностью отражающих цилиндров. В связи с решением задачи рассеяния тепловой радиации на цилиндрах с различной изоляцией были проведены расчеты рассеяния электромагнитных волн на коаксиальных цилиндрах [7, 8].

Схема расчета

Расчеты были проведены по той же схеме с использованием той же программы, что и в работе [1]. Были применены формулы для факторов эффективности ослабления $Q_{\text{осл.}}$ и рассеяния — $Q_{\text{рас.}}$ — для бесконечно длинных цилиндров при перпендикулярном падении излучения [4].

$Q_{\text{осл.}} = Q_{\text{рас.}} + Q_{\text{погл.}}$, где $Q_{\text{погл.}}$ — фактор эффективности поглощения. Факторы эффективности ослабления и рассеяния связаны с коэффициен-

тами ослабления $C_{\text{осл.}}$ и рассеяния $C_{\text{рас.}}$ следующими соотношениями: $C_{\text{осл.}} = gQ_{\text{осл.}}$; $C_{\text{рас.}} = gQ_{\text{рас.}}$, где g — поперечное сечение цилиндра. Таким образом, $Q_{\text{осл.}}$ и $Q_{\text{рас.}}$ включают в себя все функциональные зависимости коэффициентов ослабления и рассеяния. Отдельно вычислялись значения $Q_{\parallel}$ — факторов эффективности для случая, когда вектор $\vec{E}$ направлен вдоль оси цилиндра, и $Q_{\perp}$ — вектор $\vec{E}$ перпендикулярен оси цилиндра. Все расчеты были проведены при условии, что показатель преломления связующей среды $m_0 = 1$. Диаметры цилиндров при расчетах принимались равными 20, 30, 40, 50, 60, 100, 200, 300, 400 нм. Выбранная область длин волн составляла 0.4–10 мкм. Параметр $x = 2\pi a/\lambda$ при этом изменялся от 0.01 до 6. Все расчеты были проведены на ЭВМ. Программа расчетов предусматривала вывод промежуточных данных — значений амплитуд парциальных волн a_n и b_n , что давало возможность более детально анализировать полученные данные.

Расчеты были проведены для следующих значений оптических постоянных n и x , где $m = n - ix$ — комплексный показатель преломления:

$$\begin{aligned} n=1, x=0.2; n=1, x=2; n=1, x=4. \\ n=2, x=0; n=2, x=0.02; n=2, x=0.2. \\ n=2, x=2; n=2, x=20. \\ n=4, x=0; n=4, x=0.2; n=4, x=2; n=4, x=4. \end{aligned}$$

Эти оптические постоянные связаны с определенными классами веществ, и в первую очередь с диэлектриками и полупроводниками, у многих из которых n и x в инфракрасной области спектра близки к выбранным. Оптические постоянные $n=2, 4$ при $x=2, 4, 20$ отражают оптические постоянные некоторых металлов в инфракрасной области.

Результаты и обсуждения

Проведение расчетов с упрощенными значениями оптических постоянных, не обладающими дисперсией (в отличие от оптических постоянных реальных веществ), позволило выявить зависимость ослабления отдельно от действительной и мнимой части показателя преломления.

Зависимость ослабления от коэффициента поглощения четко выявляется для случая $n=2$. На рис. 1 даны кривые ослабления для $n=2$, $x=0$, $x=0.2$, $x=2$. При отсутствии поглощения кривые ослабления $Q_{\parallel}$ и $Q_{\perp}$ имеют ряд резких резонансных максимумов, подобно тому, как это наблюдается для сферических частиц [9, 10]. Особенно резкие максимумы обнаруживаются на кривой $Q_{\parallel}$, т. е. когда вектор $\vec{E}$ направлен вдоль длинной оси цилиндра. Наличие поглощения даже небольшого $x=0.2$ приводит к уменьшению резонансных максимумов (рис. 1, б). При $x=2$ резонансные максимумы совсем исчезают (рис. 1, в). Дальнейшее увеличение x от 2 до 4 и 20 приводит к все большему разделению значений $Q_{\parallel}$ и $Q_{\perp}$, т. е. к увеличению дихроизма (значения $Q_{\parallel}$ увеличиваются, а $Q_{\perp}$ уменьшаются). Это видно из данных табл. 1, где приведены $Q_{\parallel}$ и $Q_{\perp}$ для трех значений x при $n=2$, $x=2$ и $n=2$, $x=20$.

Таблица 1
Увеличение дихроизма ($Q_{\parallel} - Q_{\perp}$) при увеличении поглощения

x	$n=2, x=2$		$n=2, x=20$	
	$Q_{\parallel}$	$Q_{\perp}$	$Q_{\parallel}$	$Q_{\perp}$
0.1	1.159	0.84	4.205	0.009
0.2	1.829	0.200	3.840	0.036
0.3	2.089	0.363	3.571	0.098

Таблица 2
Положение резонансных максимумов на кривых
ослабления

	Компо- нента	x	y	$Q_{\text{макс.}}^{\text{осл.}}$	Парциальные волны
$n=2,$ $\kappa=0$	$Q_{\parallel}$	1.16	2.34	4.48	b_0
	$Q_{\parallel}$	1.74	3.48	5.44	b_1
	$Q_{\parallel}$	2.28	4.56	4.14	b_2
	$Q_{\perp}$	1.74	3.48	3.98	a_1
$n=4,$ $\kappa=0$	$Q_{\parallel}$	0.25	1	7.48	b_0
	$Q_{\parallel}$	0.57	2.28	9.4	b_1
	$Q_{\perp}$	0.57	2.28	3.6	a_0
	$Q_{\perp}$	0.9	3.6	4.92	a_1

Зависимость ослабления от n можно проследить отдельно для двух случаев: малого поглощения ($\kappa=0.2$) и большого поглощения ($\kappa=2, \kappa=4$). При $\kappa=0$ или при малом его значении увеличение n приводит к увеличению резонансных максимумов [10]. Значения $Q_{\text{макс}}$ увеличиваются при воз-

растании n , что видно из данных табл. 2. На рис. 2, а, б даны кривые ослабления для цилиндров с $n=4, \kappa=0$ и $n=4, \kappa=0.2$. При сравнении их с кривыми рис. 1, а, б видно, как увеличиваются резонансные максимумы при изменении n от 2 до 4.

Влияние n при больших значениях κ можно проследить на рис. 3, где даны кривые ослабления для $\kappa=2$ при $n=1, n=2, n=4$. По мере увеличения n увеличивается дихроизм, что в основном проявляется при малых x .

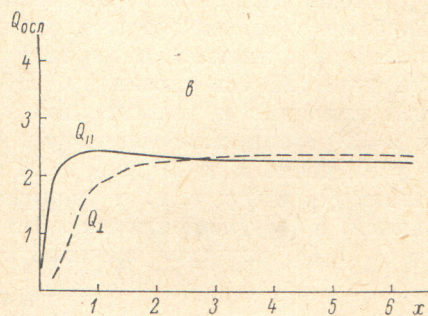
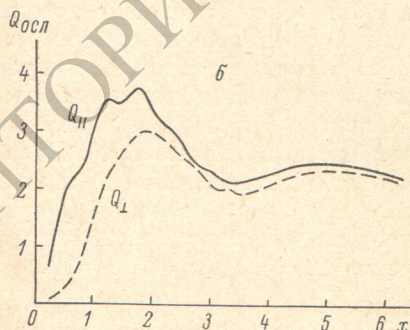
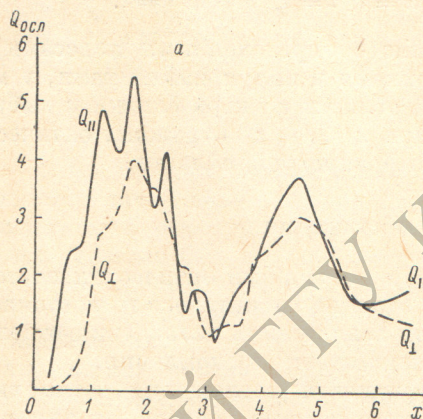


Рис. 1. Кривые ослабления для цилиндрических частиц при разных значениях коэффициента поглощения.

а — $n=2, \kappa=0$; б — $n=2, \kappa=0.2$; в — $n=2, \kappa=2$.

При увеличении x значения $Q_{\parallel}$ и $Q_{\perp}$ сближаются и стремятся к предельному значению. Увеличение дихроизма при увеличении n при неизменном значении x видно также на рис. 4, где даны кривые ослабления для случая $\kappa=4, n=1$ и $\kappa=4, n=4$. На кривых ослабления, приведенных на рис. 3 и 4, поражает постоянство кривой $Q_{\perp}$, которая очень незначительно меняется в зависимости от n . Увеличение дихроизма в основном происходит за счет увеличения значений $Q_{\parallel}$. Вид кривых

$Q_{\perp}$ на рис. 3 и 4 близок к кривой $Q_{\perp}$ для цилиндрических частиц с $m=\infty$ и к кривым $Q_{осл.}$ для сферических частиц с комплексным показателем преломления [11].

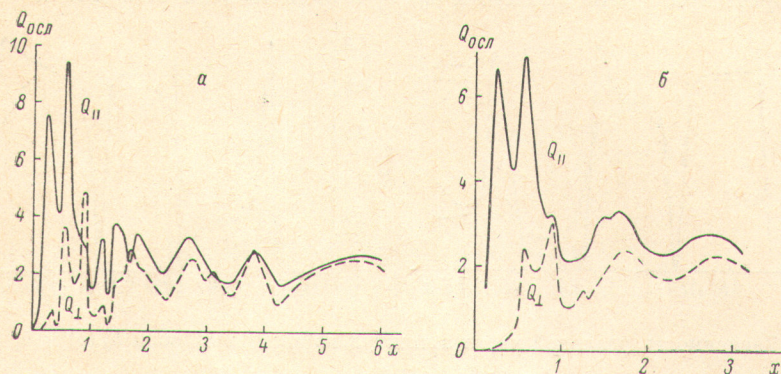


Рис. 2. Кривые ослабления для цилиндрических частиц.
а — $n=4$, $x=0$; б — $n=4$, $x=0.2$.

Таким образом, для получения максимального дихроизма при рассеянии света на цилиндрических частицах прежде всего необходимо наличие достаточного поглощения и только в этом случае желательно увеличение n . Для нахождения оптимальных условий дихроизма в выбранной области длин волн, при рассеянии света на цилиндрических частицах, необходимо найти значения x , при которых наблюдается наибольшая

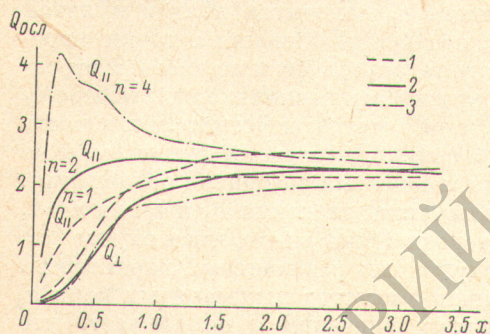


Рис. 3. Кривые ослабления для цилиндрических частиц при разных значениях n .
1 — $n=1$, 2 — $n=2$, 3 — $n=4$; $x=2$.

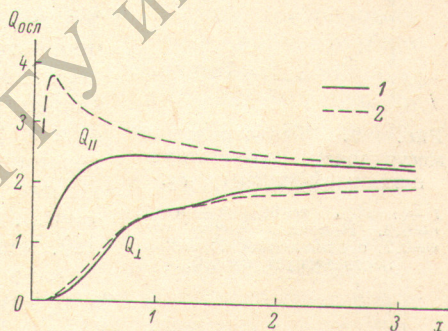


Рис. 4. Кривые ослабления для цилиндрических частиц при разных значениях n .
1 — $n=1$, 2 — $n=4$, $x=4$.

разница значений $Q_{||}$ и $Q_{\perp}$. Затем из соотношения $x=2\pi a/\lambda$ легко определить величины радиусов цилиндров, которые дадут наибольший эффект в выбранном интервале длин волн. Расчеты показывают, что для $n=4$, $x=2$ выполняется условие $\lambda > a$, соответствующее эффекту Герца [1].

Остановимся на природе резонансных максимумов на кривых ослабления. Резонансные явления в сферах [12], а очевидно, и в цилиндрах, возникают при тех значениях x , которые при фиксированных радиусах соответствуют частотам свободных колебаний. Резонансные максимумы на кривых ослабления сфер и цилиндров возникают при больших значениях n и при малых x . В рассмотренных случаях резонансные максимумы на кривых ослабления цилиндров расположены от $x=0.2$ до $x=2.3$ (табл. 2), т. е. когда диаметры цилиндров сравнимы с длиной волны. В табл. 2 дано положение резонансных пиков и значения $Q_{осл.}$ в максимумах для случаев $n=2$, $x=0$ и $n=4$, $x=0.2$, а также указано, какая парциальная волна ответственна за появление каждого максимума

на кривых ослабления. При наличии затухания абсолютные значения $Q_{\max}$ уменьшаются, но максимумы в первом приближении остаются при тех же значениях x (рис. 1 и 2, а, б). Это иллюстрирует также рис. 5, а, б, на котором приведены значения b_0 , b_1 в зависимости от x для $n=4$, $\kappa=0$

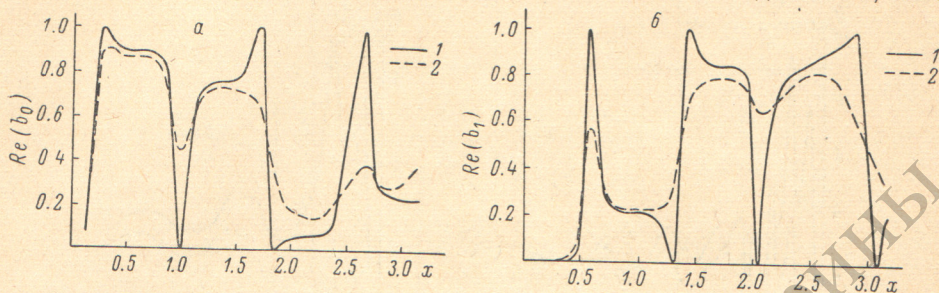


Рис. 5. Зависимость реальной части амплитуд парциальных волн b_0 (а) и b_1 (б) от x .
1 — $n=4$, $\kappa=0$; 2 — $n=4$, $\kappa=0.2$.

и $n=4$, $\kappa=0.2$. Из рис. 5 видно, что при отсутствии поглощения амплитуды парциальных волн достигают в максимумах значения 1.

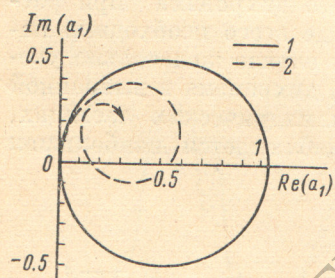


Рис. 6. Геометрическое место точек, соответствующих коэффициенту a_1 .

1 — $n=4$, $\kappa=0$; 2 — $n=4$, $\kappa=0.2$. Конечная точка при $\kappa=0.2$, обозначенная стрелкой, соответствует $x=1.6$.

Известно [4], что при отсутствии поглощения ($\kappa=0$) геометрическим местом точек a_n и b_n в комплексной плоскости является окружность с центром в точке $(0, 0.5)$ с радиусом 0.5. На рис. 6 представлена резонансная окружность для a_1 , для случая $n=4$, $\kappa=0$. При малых x значения a_1 находятся вблизи нулевой точки $(0, 0)$, по мере увеличения x точки перемещаются вдоль окружности по часовой стрелке, обходя окружность несколько раз. Каждому значению x , при котором действительная часть a_n и b_n равна единице, соответствует положение резонансного максимума на кривой ослабления. На рис. 6 даны также значения b_0 и b_1 для $n=4$, $\kappa=0.2$. Из этого рисунка видно, что в случае $\kappa=0.2$ еще сохраняется резонансный характер a_1 .

Анализ величин амплитуд парциальных волн a_n и b_n для разных значений x показывает, что в случае $n=4$, $\kappa=0$ и $n=4$, $\kappa=0.2$ для вычисления $Q_{\text{осл}}$ с точностью до 1% следует учитывать: при $x=0.5$ — $a_1 b_1$, при $x=1$ — $a_2 b_2$, при $x=2$ — $a_3 b_3$, при $x=3$ — $a_4 b_4$.

Автор выражает благодарность Г. И. Дистлеру и Б. Н. Гречушникову за внимание и помощь при проведении работы.

Литература

- [1] В. Н. Лебедева, Опт. и спектр., 32, 772, 1972.
- [2] Г. И. Дистлер, А. В. Котов, Е. И. Кортуклова, В. Н. Лебедева. Опт. и спектр., 20, 541, 1966.
- [3] В. Н. Лебедева, Г. И. Дистлер, Н. М. Борисова, Ю. М. Герасимов. Коллоид. ж., 31, 405, 1969.
- [4] Г. ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. ИЛ, М., 1961.
- [5] B. K. Larkin, S. W. Churchill. J. Opt. Soc. Am., 49, 188, 1959.
- [6] W. A. Farone, M. Kerker, E. Matijevic. Proc. Interdisciplinary Conf. on Electromagnetic Scattering, Pergamon Press, N. Y., 1963.
- [7] W. A. Farone, M. Kerker. J. Opt. Soc. Am., 56, 481, 1966.
- [8] L. B. Evans, J. C. Chen, S. W. Churchill. J. Opt. Soc. Am., 54, 1004, 1964.
- [9] К. С. Шифрин. Рассеяние света в мутной среде. М.—Л., ГИТТЛ, 1951.
- [10] G. W. Kattawar, G. N. Plass. Appl. Opt., 6, 1549, 1967.
- [11] J. C. Johnson, R. G. Eldridge, I. R. Terrell. Sci. Rept., 4, 1954, MI T. Dept. of Meteorology.
- [12] Дж. А. Страттон. Теория электромагнетизма. ОГИЗ, М.—Л., 1948.

Поступило в Редакцию 25 февраля 1971 г.