Г. М. Айвазян

К ВОПРОСУ ОСЛАБЛЕНИЯ РАДИАЦИИ 400—1000 $m\mu$ В ПОЛИДИСПЕРСНЫХ ОБЛАКАХ И ТУМАНАХ*

Во время исследований спектральной прозрачности облаков и туманов для радиации 400—1000 $m\mu$ возникает вопрос о сравнении экспериментальных данных с теоретическими. Как известно, теоретическая зависимость рассчитывается на материале измеренной микроструктуры тумана отдельно для каждого случая распределения капель по размерам, что связано с интегрированием и отнимает много времени. В настоящей работе предлагается простая форма теоретического расчета, позволяющая без интегрирования, по среднему параметру распределения:

а) рассчитать спектральный коэффициент ослабления,

б) оценить непосредственно величину дисперсии, т. е. на сколько процентов радиация одной длины волны лучше проходит через туман, чем радиация другой длины волны.

Задача решается при рассмотрении вопроса о возможных величинах дисперсии аномального** хода спектрального коэффициента ослабления радиации 400—1000 $m\mu$ в естественных облаках и туманах.

---

* Работа докладывалась геофизическому семинару Эльбрусской экспедиции ИПГ АН СССР в августе 1958 года (частично в сентябре 1957 г.) и вошла в окончательный отчет по заданию „Эльбрус"—Эльбрусская экспедиция ИПГ АН СССР, г. Нальчик, 1958.

** Под аномальным эффектом ослабления подразумевается уменьшение прозрачности с увеличением длины волны радиации.

§ 1. Теория рассеяния на каплях тумана

Световой поток интенсивностью I_0, пройдя в тумане расстояние l, ослабляется, как известно, по закону:

$$I = I_0 e^{-\alpha l}, \tag{1}$$

где α — коэффициент ослабления, который учитывает поглощение и рассеяние. В области спектра 400—1000 $m\mu$ абсолютное поглощение мало, поэтому в дальнейшем под α будет подразумеваться коэффициент рассеяния.

Для сферических капель коэффициент рассеяния [1] рассчитывается по формуле:

$$\alpha = \pi r^2 N K(\rho) \tag{2}$$

$$\rho = \frac{2\pi r}{\lambda},$$

где N — число капель радиуса r в единице объема, а $K(\rho)$ — сложная функция параметров r и λ, впервые вычисленная Стреттоном и Хаутоном [2] для капель воды с комплексным показателем преломления $m = 1{,}33$. График зависимости $K(\rho)$, из работы [3] изображен на рис. 1.

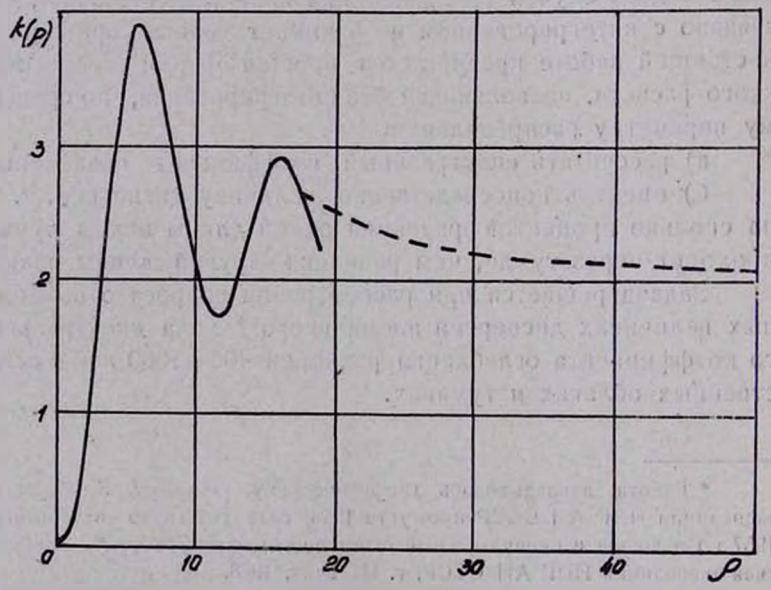

Рис. 1. Кривая $K(\rho)$ по Хаутону и Чалкеру с аппроксимацией Ван-дер-Холста (пунктир)

Как известно, полидисперсный туман характеризуется широким спектром размеров капель. Поэтому спектр капель разбивается на интервалы r, $r+dr$ (всего ν интервалов), и спектральный коэффициент рассеяния рассчитывается как сумма по всем ν интервалам:

$$\alpha_\lambda = \pi \sum_\nu r_\nu^2 n_\nu \cdot K(\rho) \tag{3}$$

Так как коэффициент рассеяния связан с поверхностью капель, то для характеристики дисперсности среды можно рассмотреть, в виде некоторого приближения, средне-квадратичный радиус среды, r_2. Тогда предположим, что α_λ можно представить в виде:

$$\alpha_\lambda = \pi r_2^2 N K(r_2 \lambda) \tag{4}$$

Ниже мы сравним расчеты α_λ по формулам (3) и (4) и покажем, что для определенных значений r_2, вместо формулы (3) можно приближенно пользоваться формулой (4).

Для вычисления α_λ по формуле (3) необходимо знать n_ν, т. е. функцию распределения капель по размерам. А. Х. Хргиан и Н. П. Мазин [4] показали, что экспериментальные данные по распределению капель сравнительно хорошо аппроксимируются формулой:

$$n(r) = A\ r^2 e^{-br}, \tag{5}$$

где A и b — постоянные, зависящие от физических характеристик самого облака. Распределение (5) является частным видом четырехпараметрической функции [6] вида:

$$\frac{dn}{dr} = A r^k e^{-\beta r^\gamma}. \tag{6}$$

При $k=2$ и $\gamma=1$ из формулы (6) получаем распределение (5).

§ 2. Результаты расчетов

Из многочисленных спектров распределений капель по размерам, полученных в Эльбрусской экспедиции ИПГ АН

СССР под руководством канд. тех. наук Л. М. Левина* отобрано 12 опытов с мелкокапельной структурой $d_2 < 10$ μ (см. табл. 1 и 2), где d_2—средне-квадратичный диаметр капель. Каждый опыт (см. табл. 2) представляет осреднение 4—8 спектров (см. табл. 1), измеренных один за другим за время не менее часа в устойчивом облаке. Это позволило строить выводы не на случайном материале отдельных спектров, а основываться на явление, встречающееся в естественных условиях за продолжительное время.

Таблица 1

№ опыта	Число, месяц, год	Время		N в 1 см³	Кол-во спектров	d_2 в μ	Q_1 %	Q_2 %	k
		начало	конец						
1	15.09.54	19.15	20.15	666	7	6,56	9,5	18,5	8
2	13.09.54	16.57	18.15	66	8	7,55	7	14	6
3	29.07.54	16.40	17.34	615	7	6,83	8,7	16,8	2
4	29.07.54	17.38	18.39	222	8	9,87	3,5	7,8	6
5	17.07.55	18.00	19.30	437	7	6,3	10,2	19,2	6
6	17.08.55	18.15	19.15	400	5	7,71	6,3	12,5	6
7	17.08.55	19.45	20.30	310	4	8,22	5,8	11,8	6
8	01.09.55	18.45	19.45	350	4	9,6	4,3	9,1	8
9	01.09.55	19.00	20.45	242	8	8,13	6	12	8
10	02.09.55	18.30	20.15	324	7	8,14	5,9	12	4
11	05.09.55	18.45	19.45	491	5	7,35	7,6	14,6	8
12	08.10.55	17.45	19.00	162	6	9,36	4	7,8	8

Если принять в формуле (6) $\gamma = 1$, то значения k для всех спектров окажутся в интервале $2 \leqslant k \leqslant 8$.

Для построения кривой спектрального коэффициента рассеяния, по формуле (3) и отдельному опыту из табл. 2 рассчитывались 13 значений α_λ, соответствующих 13 значениям λ из диапазона 400—1000 mμ (с интервалом 50 mμ). Кривые α_λ для 6 опытов приведены на рис. 2. Цифрами обозначены номера опытов согласно табл. 2. Легко заметить, что все кривые α_λ имеют аномальный ход.

* Подробное описание методики забора проб и обработки микроструктурного материала см. в работе [7].

Таблица 2

Средняя концентрация частиц в процентах

Диаметр капель в μ	Номера опытов											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
4–6	50,73	38,73	55,4	17,9	56,48	32,5	32,5	16,7	25,2	34,5	31,2	11,3
6–8	34,2	30,83	25,6	18,7	30,00	31,3	30,3	25,6	29,1	28,2	39,00	27,8
8–10	12,7	18,88	10,9	25,7	9,35	19,00	20,00	27,6	25,6	19,2	22,7	28,7
10–12	2,5	8,33	4,6	20,4	3,15	11,4	9,6	22,6	12,6	9,8	5,85	18,7
12–14	0,5	3,11	1,7	8,45	0,78	3,88	3,93	7,3	3,5	5,14	1,02	9,5
14–16		1,03	0,89	4,5	0,13	1,14	2,22	2,08	0,65	2,03	0,18	3,4
16–18		0,12	0,57	2,5	0,01	0,4	0,88	0,53	0,18	0,64	0,04	0,7
18–20		0,06	0,19	0,86	0,02	0,04	0,45	0,1	0,02	0,14		0,13
20–22			0,11	0,48	0,01		0,15	0,03		0,17		0,03
22–24				0,25	0,01	0,04	0,04					
24–26			0,02				0,05					
26–28						0,04	0,05			0,6		
28–30							0,02					

Для оценки дисперсии в пределах каждой кривой рассматривается величина:

$$Q = \left(1 - \frac{\alpha_{400}}{\alpha_x}\right) \cdot 100\%, \tag{7}$$

показывающая на сколько процентов коэффициент рассеяния при $\lambda = 400$ $m\mu$, т. е. α_{400} меньше коэффициента рассеяния для любой длины волны α_x, где $x > 400$ $m\mu$.

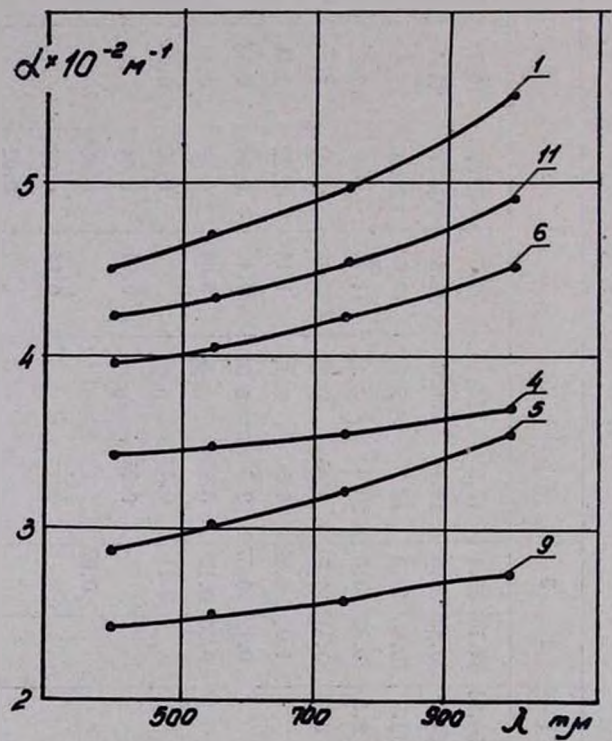

Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента рассеяния

В табл. 1 приведены значения Q_1 и Q_2, рассчитанные соответственно для $x_1 = 750$ $m\mu$ и $x_3 = 1000$ $m\mu$. Максимального значения Q_1 и Q_2 достигают в пятом опыте: соответственно 10,2 и 19,2%. Это означает, что при одинаковых условиях прохождения радиации через туман, синие лучи ($\lambda = 400$ $m\mu$) ослабляются на 10,2% слабее, чем красные лу-

чи ($\lambda=700$ $m\mu$) и на 19,2% слабее, чем инфракрасные лучи ($\lambda=1000$ $m\mu$).

Согласно табл. 1, найдена корреляция величин Q_1 и Q_2 со среднеквадратичным диаметром среды. Значения Q_1 (d_2) и Q_2 (d_2) для всех опытов (см. табл. 1) приводятся на рис. 3 (точки). На этом же рисунке сплошной линией нанесены

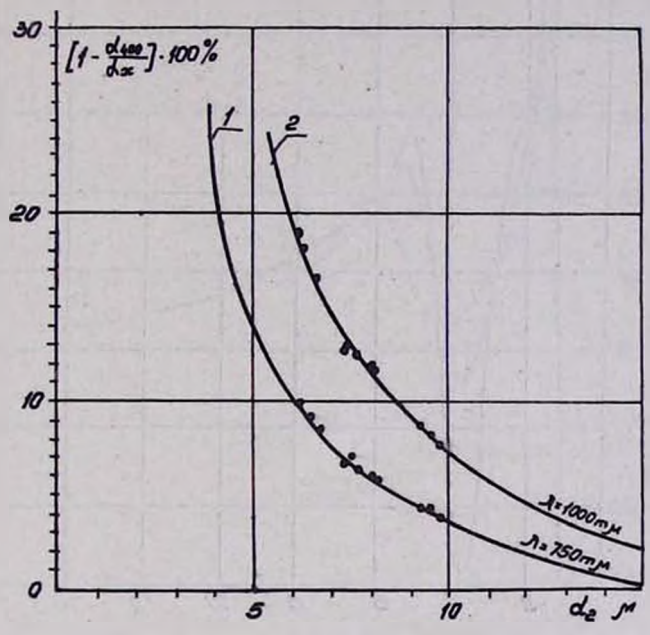

Рис. 3. Зависимость Q от d_2. $1-x_1=750$ $m\mu$, $2-x_2=1000$ $m\mu$

функции Q_1 (d_2) и $Q_2(d_2)$, рассчитанные по формуле (4) для тех же опытов. Если расчеты по формулам (3) и (4) совпадают, то точки должны ложиться на плавные кривые. Легко заметить, что имеется хорошее совпадение данных. Кроме того, сравнение величин α_{400}, рассчитанных по формулам (3) и (4), показало, что различие это незначительно и не превышает $\pm 2\%$. А при проверке тождественности формул (3) и (4) на 88 спектрах получен результат идентичный вышеуказанному. Таким образом, для радиации 400—1000 $m\mu$ и полидисперсных туманов с $d_2 > 6{,}3$ μ, можно пользоваться формулой (4) с точностью $\pm 2\%$. Причем, рас-

четы по формуле (4) верны независимо от вида функции распределения капель по размерам, так как при доказательстве тождественности (3) и (4) использовались распределения с произвольным значением k в формуле (6).

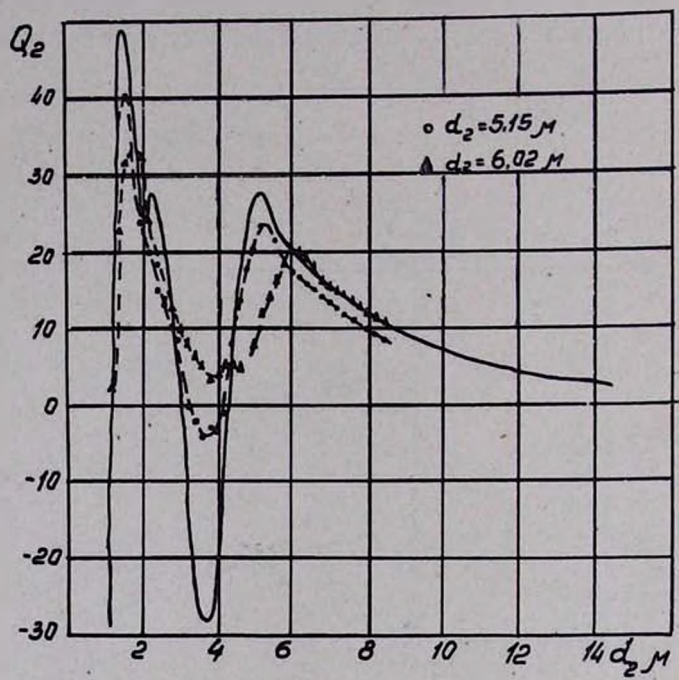

Рис. 4. Зависимость Q_2 от d_2

Остановимся на возможности экстраполяции формулы (4) на распределения с $d_2<6{,}3$ μ, или все равно, что на применении (4) для обычных распределений и радиации с $\lambda>1{,}0$ μ. В данном случае значения $Q(d_2)$ по формуле (3) рассчитывались следующим образом. Для i значений d_2 (обозначим их d_{2i}) из диапазона $0{,}2\mu \leqslant d_{2i} \leqslant 9\mu$ (через 0,2 μ) и длин волн $\lambda'=400$ $m\mu$ и $\lambda''=1000$ $m\mu$ определялись величины ρ_i (см. (2)) — соответственно ρ'_i и ρ''_i. По известному распределению $d_2=\text{const}$ и значениям ρ'_i и ρ''_i находились λ'_i и λ''_i. В дальнейшем для каждого из λ'_i по формуле (3) и рас-

пределению $d_2 = \text{const}$ определялись α_{λ_i}' и α_{λ_i}''. Дисперсия вычислялась по формуле:

$$Q_i = \left(1 - \frac{\alpha_{\lambda_i}'}{\alpha_{\lambda_i}''}\right) \cdot 100\%$$

и величины Q_i относились к заранее известным d_{2i}. Полученная таким образом зависимость $Q(d_2)$ сравнивалась с функцией $Q(d_2)$, рассчитанной по (4) для тех же пределов. На рис. 4 приведены функции $Q(d_2)$, рассчитанные по формуле (3) для распределений с $d_2 = 6{,}02\ \mu$ и $d_2 = 5{,}15\ \mu$. Сплошной линией изображена функция $Q(d_2)$ по формуле (4). Нетрудно убедиться, что для $d_2 = 6{,}02\ \mu$ расчеты по формулам (3) и (4) совпадают (точки ложатся на кривую) только для $d_2 > 6\ \mu$. С уменьшением d_2 (т. е. для $d_2 < 6\ \mu$) кривые резко расходятся. Для распределения с $d_2 = 5{,}15\ \mu$, расчеты по (3) и (4) вообще не совпадают. Из этого следует, что формулой (4) можно пользоваться только для радиации 400—1000 $m\mu$ и распределений с $d_2 > 6{,}3\ \mu$, если для расчетов используется кривая $K(\rho)$ Хаутона и Чалкера (см. рис. 1).

Рассмотрим теперь как меняется теоретический ход спектрального коэффициента рассеяния в зависимости от d_2 среды (см. рис. 4). В облаках и туманах с $d_2 > 17-18\ \mu$ коэффициент рассеянии не меняется от длины волны радиации (100—1000 $m\mu$), т. е. следует ожидать нейтральное рассеяние. В среде с d_2 в интервале $6 < d_2 < 17\ \mu$ всегда следует ожидать аномальный ход спектрального коэффициента рассеяния, а дисперсия не может превышать 18—20%. Это означает, что для распределений капель по размерам, наиболее часто встречающихся в естественных условиях ($d_2 = 6-12\ \mu$), синие лучи ($\lambda = 400\ m\mu$) несколько лучше должны проходить через туман, чем инфракрасные ($\lambda = 1000\ m\mu$).

В практике часто встречается, когда за короткий промежуток времени требуется теоретически оценить величину и дисперсию коэффициента рассеяния для различных длин волн. С этой целью по формуле (4) рассчитаны функции $Q(d_2)$ для длин волн: 570 $m\mu$, 670 $m\mu$, 750 $m\mu$ и 1000 $m\mu$

(см. рис. 5). Теперь, зная параметры распределения, достаточно по формуле (4) рассчитать α_{400}, чтобы по кривым на рис. 5 определить величину коэффициента рассеяния и дисперсию для интересующих нас длин волн.

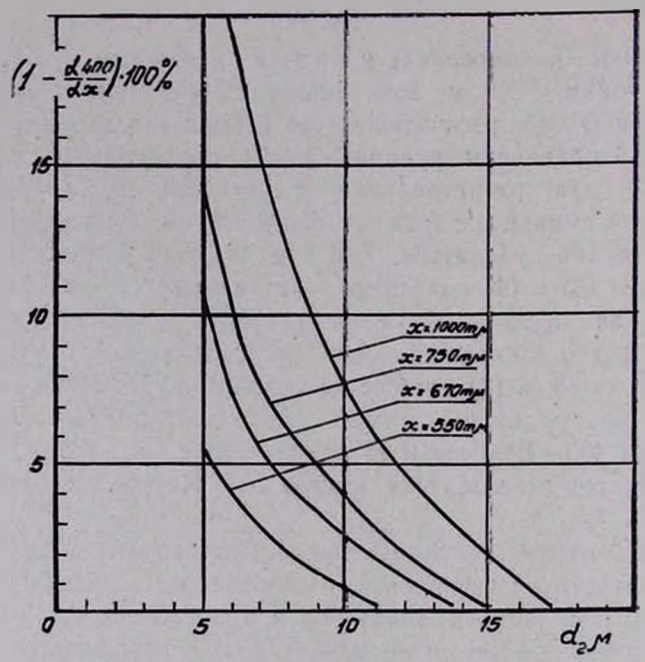

Рис. 5. Зависимость Q от d_2 для $d_2>6$ μ

ВЫВОДЫ

1. При расчетах ослабления радиации 400—1000 $m\mu$ в полидисперсных облаках и туманах с $d_2>6$ μ, вместо обычной формулы (3) можно пользоваться аппроксимационной формулой (4) с точностью $\pm 2\%$. Причем, можно считать, что величина и дисперсия коэффициента рассеяния не зависят от вида функции распределения капель по размерам.

2. Для распределений капель по размерам, встречающихся в естественных условиях ($6\ \mu \leqslant d_2 \leqslant 15\ \mu$) и подчиняющихся формуле (6) (изменение k в интервале $0 \leqslant k \leqslant 10$), теоретическая кривая спектрального коэффициента рассея-

ния (λ=400—1000 $m\mu$) всегда имеет аномальный ход, а величина дисперсии не превышает 20%.

В заключение автор пользуется случаем поблагодарить Л. М. Левина за предоставленный для расчетов микроструктурный материал и за ряд ценных замечаний, высказанных при ознакомлении с настоящей работой.

Հ. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ

ՊՈԼԻԴԻՍՊԵՐՍԱՅԻՆ ԱՄՊԵՐՈՒՄ ԵՎ ՄԱՌԱԽՈՒՂՆԵՐՈՒՄ 400—1000 $m\mu$ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԹՈՒԼԱՑՄԱՆ ՀԱՐՑԻ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Պոլիդիսպերսային ամպերում և մառախուղներում 400—1000 $m\mu$ ճառագայթման թուլացման սպեկտրալ գործակիցը ընդհանրապես հաշվում են (3) բանաձևով։ Դա առնչված է ինտեգրման հետ և շատ ժամանակ է խլում։

Ներկա աշխատությունում առաջարկվում է նոր մեթոդ (տես բանաձև (4)), որը հնարավորություն է տալիս առանց ինտեգրման, այլ միջին պարամետրով, որը բնութագրում է կաթիլների բաշխումը ըստ չափերի, հեշտությամբ որոշել ցրման սպեկտրալ գործակիցը և անմիջականորեն որոշել դիսպերսիայի մեծությունը, այսինքն, որոշել թե մի երկարության ալիքի ճառագայթումը քանի տոկոսով ավելի լավ է անցնում մառախուղի միջով, քան՝ մյուսինը։ Բացի դրանից, ներկա աշխատությունում քննարկվում է այն հարցը, թե ինչպիսիք կարող են լինել ցրման գործակցի անոմալ դիսպերսիայի մեծությունները, երբ 400—1000 $m\mu$ ճառագայթումը անցնում է բնական (պոլիդիսպերսիային) ամպերի և մառախուղների միջով։

Աշխատությունում ցույց է տրված, որ երբ մառախուղի միջքառակուսային տրամագիծ $d_2 > 6\mu$, այդ դեպքում (3) և (4) բանաձևերով հաշվումների տարբերությունը $\pm 2\%$ չի անցնում, իսկ ցրման գործակցի մեծությունը և դիսպերսիան ընդհանրապես, կաթիլները ըստ չափերի բաշխելու ֆունկցիայի տեսակից կախում չունեն (տես (6))։

Հայտնագործված է, որ բնական ամպերում և մառախուղներում ($6\mu \leq d_2 \leq 15\mu$ և բաշխումը ենթարկվում է (6) բանաձևին) 400—

1000 տμ ճառագայթման թուլացման դեպքում, ցրման սպեկտրալ գործակցի տեսական կորագիծը մշտապես ունենում է անոմալ ընթացք, իսկ դիսպերսիայի մեծությունը չի կարող լինել 20 % բարձր։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Шифрин К. С.* Рассеяние света в мутной среде. ГИТТЛ, 1951.
2. *Stratton J.* and *Houghton H.* Phys. Rev. **38**, 159, 1931.
3. *Houghton H.* and *Chalker W.* 10SA, 39, 955, 1949.
4. *Хргиан А. Х.* и *Мазин И. П.* Труды ЦАО вып. 7, 56, 1952.
5. *Левин Л. М.* ДАН, 6, 1045, 1954.
6. *Шифрин К. С.* Труды ГГО вып. 46 (108), стр. 18, 1955.
7. *Левин Л. М.* и *Старостина Р. Ф.* Труды ГЕОФИАН № 7А, 1954.