

## РАСSEЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ

Д.С. Бочков

УДК 535.36

ОСЛАБЛЕНИЕ ОГРАНИЧЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО ПУЧКА  
В СРЕДЕ С КРУПНЫМИ РАССЕИВАТЕЛЯМИ

Получены формулы, описывающие ослабление расходящегося пучка излучения с учетом многократного рассеяния в средах с сильно вытянутой вперед индикатрисой рассеяния, объясняющие экспериментально обнаруженный эффект экспоненциального ослабления с показателем экспоненты, отличным от рассчитанного по формуле Бугера.

В ряде экспериментов по распространению пучка гелий-неонового лазера в модельных рассеивающих средах состоящих из частиц размером от десятков микрон до миллиметров, было обнаружено [1–4] ослабление излучения по экспоненциальному закону с показателем экспоненты, существенно отличным от бугеровского, рассчитанного из микроструктуры среды. Для обсуждения этого явления примем схему эксперимента, изображенную на рис. 1 и удовлетворяющую следующим условиям [5]:

- а) угол расходимости пучка равен углу зрения приемника;
- б) диаметр входного отверстия приемника равен диаметру пучка на входе в приемник.

Эти условия обеспечивают попадание на приемник всего прямого нерассеянного излучения и минимального количества рассеянного излучения. Предлагаемая схема наиболее благоприятна для приема и анализа прямого нерассеянного излучения и является своего рода идеалом для базовых оптических измерений.

Сильная вытянутость индикатрисы рассеяния крупных частиц дает основание при анализе рассеяния вперед учитывать только часть индикатрисы около направления вперед:

$$\xi = \int_{\Omega} f d\omega,$$

где  $\Omega$  — телесный угол расходимости пучка;  $f$  — индикатриса рассеяния, нормированная на единицу. Величина  $\xi$  соответствует доле излучения, рассеянного вперед в пределах угла  $\Omega$ , от всего излучения, рассеянного элементарным объемом канала пучка.

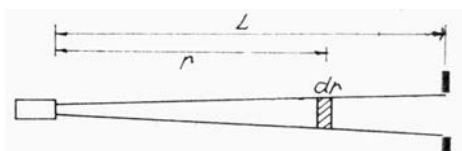


Рис. 1. Схема вычислений потока многократного рассеяния в направлении вперед

Вычислим поток излучения на приемнике с учетом многократного рассеяния вперед в канале пучка, пренебрегая добавкой энергии из других областей рассеивающей среды.

На основании закона Бугера поток прямого нерассеянного излучения, попавший на приемник (рис. 1), равен

$$F_L^0 = F_0^0 e^{-(\alpha+\sigma)L} = F_0^0 e^{-\tau},$$

где  $\alpha$  и  $\sigma$  — коэффициенты поглощения и рассеяния соответственно;  $F_0^0$  — поток прямого излучения на входе в рассеивающую среду.

Поток излучения, однократно рассеянный элементом  $dr$ , находящимся на расстоянии  $r$  от источника, равен:

$$dF^1(r, L) = F_r^0 \sigma \xi e^{-(\alpha+\sigma)(L-r)} dr = F_0^0 e^{-\tau} \sigma \xi dr,$$

Поток однократно рассеянного излучения, дошедший до приемника от всего слоя рассеивающей среды толщиной  $L$ , составит

$$F_L^1 = \int_{r=0}^L dF^1(r, L) = F_0^0 e^{-\tau\sigma\xi L}.$$

Поток двукратно рассеянного элементом  $dr$  излучения, регистрируемый приемником, находим по формуле:

$$dF^2(r, L) = F_r^1 \sigma \xi e^{-(\alpha+\sigma)(L-r)} dr = F_0^0 e^{-\tau} (\sigma\xi)^2 r dr.$$

Полный двукратно рассеянный поток на приемнике равен:

$$F_L^2 = \int_{r=0}^L dF^2(r, L) = F_0^0 e^{-\tau} \frac{(\sigma\xi L)^2}{2}.$$

Аналогичным образом вычисляем потоки излучения более высоких кратностей рассеяния:

$$dF^n(r, L) = F_r^{n-1} e^{-(\alpha+\sigma)(L-r)} \sigma \xi dr = F_0^0 e^{-\tau} \frac{(\sigma\xi)^n}{(n-1)!} r^{n-1} dr;$$

$$F_L^n = F_0^0 e^{-\tau} \frac{(\sigma\xi L)^n}{n!}.$$

Полный поток излучения на приемнике с учетом всех кратностей рассеяния найдем следующим образом:

$$F_L^\Sigma = \sum_{i=0}^{\infty} F_L^i = F_0^0 e^{-\tau} \left[ 1 + \sigma\xi L + \frac{(\sigma\xi L)^2}{2!} + \dots + \frac{(\sigma\xi L)^n}{n!} \right].$$

Выражение в квадратных скобках представляет собой разложение функции  $e^{\sigma\xi L}$ . Окончательно имеем

$$F_L^\Sigma = F_0^0 e^{-[\alpha+\sigma(1-\xi)]L} = F_0^0 e^{-\tau(1-\Lambda\xi)},$$

где  $\Lambda$  — вероятность выживания кванта. Ослабление происходит по экспоненциальному закону, но показатель экспоненты отличается от бугеровского слагаемым  $\tau\Lambda\xi$ . Этот результат может быть получен и непосредственно из уравнения переноса излучения:

$$\nabla I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) + (\alpha + \sigma) I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) = \sigma \int_{4\pi} f(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}'.$$

В нашем случае удобнее оперировать потоками, поэтому проинтегрируем обе части уравнения по площади поперечного сечения пучка и углу расходимости и получим:

$$\nabla F(\mathbf{r}) + (\alpha + \sigma) F(\mathbf{r}) = \sigma \int_S dS \int_{4\pi} \left[ \int_{\Omega} f(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega} \right] I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}'.$$

Поскольку мы учитываем только часть индикатрисы в угле  $\Omega$  около направления вперед, то

$$\int_{\Omega} f(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega} = \xi \delta(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}');$$

$$\int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}') \delta(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' = \int_{\Omega} I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) d\boldsymbol{\omega};$$

$$\int_S dS \int_{\Omega} I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) d\boldsymbol{\omega} = F(\mathbf{r}),$$

Отсюда

$$\nabla F(\mathbf{r}) + (\alpha + \sigma) F(\mathbf{r}) = \sigma\xi F(\mathbf{r}); F_L = F_0 e^{[\alpha+\sigma(1-\xi)]L} = F_0 e^{-\tau(1-\Lambda\xi)}.$$

Отметим, что полученная нами формула для однократного рассеянного потока излучения совпадает с добавкой однократного рассеяния, рассчитанной М.В. Кабановым [6]. При условии малой изменчивости индикатрисы в пределах угла  $\Omega$ , когда  $\xi \approx f(0)\Omega$ , она совпадает также с результатом

А.А. Гершуна [7], сделавшего расчет для неограниченного слабобрасходящегося пучка и малого угла поля зрения приемника.

Ю.И. Чекалинская, рассматривая случай распространения бесконечно широкого пучка в среде с крупными рассеивателями [8], получила формулу для интенсивности  $n$ -кратно-рассеянного вперед света

$$I^n = I_0 e^{-\tau} \left\{ \frac{(tL)^n}{n!} + \frac{r^2}{2} \sum_{p=1}^{n-1} \frac{(n-p) t^{p-2}}{(\sigma + \alpha)^p} \cdot \frac{(tL)^{n-p}}{(n-p)!} \right\},$$

где  $t$  и  $r$  — доли излучения, рассеянные слоем среды единичной длины в переднюю и заднюю полушферы соответственно. Пренебрегая членами с  $r^2$ , получим формулу, которая с учетом разницы геометрии пучков и эффективной части индикатрисы рассеяния имеет такой же вид, что и полученная нами формула потока  $n$ -кратно-рассеянного излучения.

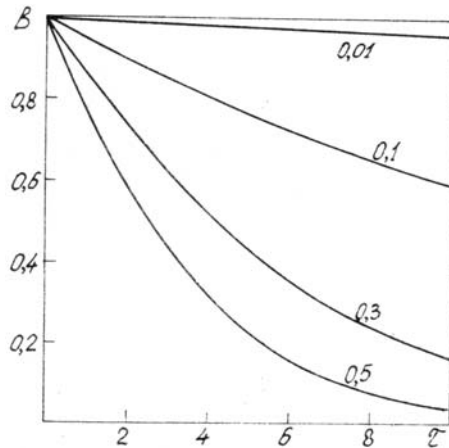


Рис. 2. Доля однократного рассеяния в рассеянном фоне  $B = F^1 / \sum_{n=1} F^n$  в зависимости от оптической толщи для разных значений  $\xi$  (числа у кривых)

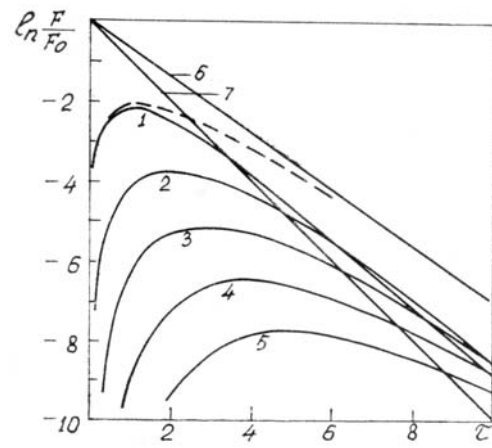


Рис. 3. Поток излучения разных кратностей рассеяния в зависимости от оптической толщи для  $\xi = 0,3$ : 1 — однократное рассеяние; 2 — двукратное; 3 — трехкратное; 4 — четырехкратное; 5 — пятикратное; 6 — суммарный поток с учетом прямого излучения и рассеянного всех кратностей; 7 — закон Бугера; штриховая кривая — рассеянный фон с учетом всех кратностей рассеяния

Полученная нами формула справедлива при допущении, что добавкой энергии за счет рассеяния из соседних с пучком областей можно пренебречь. Это возможно в крупнодисперсных средах, например, в дождях, где подавляющую роль в создании рассеянного фона на приемнике играет дифракция, влияние же периферийных элементов индикатрисы рассеяния можно не учитывать. При уменьшении относительного размера частиц обмен энергией между зоной пучка и соседними областями усиливается, возрастает роль последних в формировании рассеянного фона на приемнике и в некоторый момент эта роль становится определяющей. Рис. 2 иллюстрирует долю однократного рассеяния в рассеянном фоне для различных значений параметра  $\xi$ .

Для излучения оптического диапазона в приземной атмосфере характерны оптические толщи не более нескольких единиц, и величина  $\xi$  порядка сотых долей единицы и меньше, поэтому при учете рассеянного фона в большинстве случаев можно ограничиться однократным рассеянием, что хорошо видно из рисунка.

Рис. 3 отражает процесс формирования фона многократного рассеяния для случая  $\xi = 0,3$ . Видно, что излучение ослабевает по экспоненциальному закону (прямая 6), однако заметные отклонения от закона Бугера (прямая 7) начинаются с самых малых оптических толщин. До  $\tau = 6$  наибольший вклад в формирование рассеянного фона вносит однократное рассеяние, с увеличением оптической толщи преобладают более высокие кратности рассеяния.

Значения  $\xi$  в зависимости от относительного размера частиц монодисперсной рассеивающей среды для трех углов зрения, рассчитанные по дифракционным формулам, приведены на рис. 4. Внизу построена шкала размеров частиц для длины волны излучения 0,63 мкм. Видно, что при расходимости пучка порядка нескольких минут и более, характерной для гелий-неонового ОКГ, необходим учет многократного рассеяния во всех типах осадков и крупнодисперсных аэрозолях.

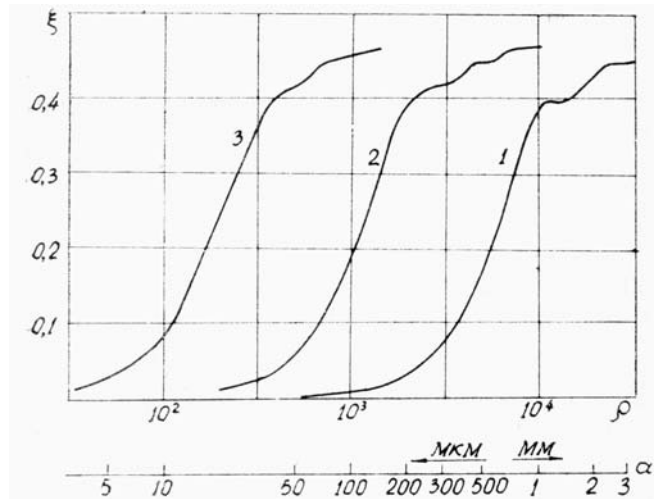


Рис. 4. Влияние относительного размера частиц рассеивающей среды на величину  $\xi$  для углов зрения приемника  $2'$  (1),  $10'$  (2) и  $1^\circ$  (3). Нижняя шкала соответствует длине волны  $0,63 \text{ мкм}$ ;  $\rho = 2\pi a/\lambda$ ;  $a$  — размер частицы;  $\lambda$  — длина волны излучения

1. Денчик Б.Н., Кабанов М.В., Савельев Б.А., Горячев Б.В. //Изв. вузов СССР. Физика. 1971. № 1. С. 144.
2. Горячев Б.В., Денчик Б.Н., Савельев Б.А. //Распространение оптических волн в атмосфере. Новосибирск: Наука, 1975. С. 56.
3. Горячев Б.В., Денчик Б.Н., Савельев Б.А. //Изв. вузов СССР. Физика. 1973. № 2. С. 116.
4. Денчик Б.Н., Савельев Б.А., Соколова Т.Н., Фадеев В.Я. //Изв. вузов СССР. Физика. 1972. № 5. С. 156.
5. Бочков Д.С. //5 Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Ч. I (Тезисы докл.). Томск: ИОА СО АН СССР, 1979. С. 211—214.
6. Кабанов М.В. //Изв. вузов СССР. Физика. 1962. № 4. С. 28.
7. Гершун А.А. Избранные труды по фотометрии и светотехнике. М.: ГИТТЛ и ГИФМЛ, 1958.
8. Чекалинская Ю.И. //Изв. АН СССР. Сер. физич. 1957. Т. 21. № 11. С. 1494.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,  
Томск

Поступила в редакцию  
20 декабря 1988 г.

#### D. S. B o c h k o v. Extinction of a Divergent Optical Beam in the Medium of Large Scatterers.

Formulas are obtained in the paper, which allow the description of a divergent optical beam extinction in the medium of scatterers characterized by strongly forward stretched scattering phase function to be made with the account for multiple scattering. The formulas explain quite well the observed effect of the exponential type attenuation of radiation with the extinction coefficient differing from that calculated using Bouguer law.