

Б.В. Горячев, М.В. Кабанов, Б.А. Савельев

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПУЧКА В ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННОМ РАССЕЙВАЮЩЕМ ОБЪЕМЕ

В работе представлено решение задачи переноса оптического излучения в пространственно-ограниченной среде. Приводятся аналитические выражения для различных схем эксперимента: источник и приёмник излучения расположены на границах рассеивающего объёма; источник излучения расположен внутри рассеивающего объёма, а приёмник — на его границе или наоборот; источник и приёмник расположены внутри рассеивающего объёма. Полученные теоретические результаты хорошо согласуются с данными эксперимента, доказывая применимость экспоненциального закона к описанию ослабления излучения в дисперсных средах.

1. Введение

При решении научных и практических задач, связанных с переносом оптического излучения в рассеивающих средах, обычно приходится иметь дело с ограниченными пространственно-рассеивающими объёмами и потоками излучения. Первая серия теоретических и экспериментальных исследований, выполненных в этом направлении в 60-х годах (при появлении лазерных источников излучения), внесла заметный вклад в выявление новых закономерностей переноса узких пучков излучения, в разработку приближенных методов расчета и в качественную интерпретацию выявленных закономерностей. Однако эти и другие полученные в последующем результаты [1, 2] до настоящего времени не обеспечивают всестороннего количественного учета пространственной ограниченности оптических пучков и рассеивающих объёмов при решении конкретных задач. Поэтому представляется заманчивым к решению задач по переносу узкого оптического пучка в пространственноограниченном рассеивающем объёме применить разработанный в последние годы новый аналитический метод, обеспечивающий расчет потоков излучения с приемлемой точностью и изложенный нами в [3].

Имеется и непосредственная причина, побудившая авторов апробировать новый метод на решении конкретной задачи по прохождению излучения узкого оптического пучка в пространственноограниченном рассеивающем объёме. Эта причина связана с обнаруженным ранее эффектом переноса когерентной части излучения (прямого излучения) слаборасходящихся лазерных пучков на неожиданно большие оптические глубины по сравнению с широкими пучками [4, 5]. Предложенная позднее эмпирическая формула [1, 6] для оценки оптической глубины, на которой исчезает контраст между яркостями прямого и рассеянного излучения для узких лазерных пучков, к сожалению, имеет ограниченное применение по условиям эксперимента. Физическая интерпретация [1, 2, 6], сводящаяся к объяснению эффекта разным уровнем фона многократно рассеянного излучения при распространении узких и широких оптических пучков в рассеивающих средах, также не может считаться исчерпывающей, так как вопрос о роли различных слоев и форм рассеивающего объёма при этом остается открытым. Новый подход к приближенному решению уравнений переноса излучения с учетом граничных условий для среды и пучка открывает обнадеживающие перспективы для преодоления ранее существовавших трудностей при расчетах и интерпретации результатов.

Решение поставленной задачи основывается в данной статье на том, что процесс переноса оптического излучения в рассеивающих средах можно рассматривать независимо для прямого излучения и для некогерентного фона рассеянного излучения. При этом ослабление прямого излучения описывается законом Бугера, а интенсивность фона рассеянного излучения при небольших оптических толщах может быть с достаточной точностью рассчитана в рамках теории однократного рассеяния. Лишь на больших оптических глубинах следует ожидать преобладания роли фона многократно рассеянного излучения, уровень которого в отличие от уровня фона при однократном рассеянии зависит не только от угловых характеристик приемопередающей системы [1], но и от оптических размеров пучка и рассеивающего объёма [3].

Принципиальное различие по учету экспериментальных условий при расчетах в приближении однократного рассеяния и при расчетах многократного рассеяния определяет целесообразность выделения составляющей интенсивности однократно рассеянного излучения из суммарной. Поэтому суммарную интенсивность проходящего излучения I на любой оптической глубине τ можно рассматривать в виде

$$I = I_0 \exp(-\tau) + I_0 \gamma \tau \exp(-\tau) + I_m, \quad (1)$$

где составляющая $I_0 \exp(-\tau)$ описывает интенсивность ослабленного по закону Бугера прямого излучения. Составляющая $I_0 \gamma \tau \exp(-\tau)$ описывает интенсивность однократно рассеянного излучения, где пара-

метр γ определяется однозначно угловыми характеристиками приемопередающей системы и индикатрисой рассеяния для направления вперед. Третья составляющая I_M описывает интенсивность проходящего излучения за счет эффектов многократного рассеяния. Расчет третьей составляющей для различных экспериментальных условий мы попытаемся провести с помощью приближенного аналитического метода [3].

2. Расчет интенсивности многократно рассеянного излучения с учетом положения источника и приемника внутри рассеивающего объема

При конкретных вычислениях потоков многократно рассеянного излучения в пространственно-ограниченном рассеивающем объеме необходимо учитывать не только его поперечные размеры, но и продольные за границами вхождения оптического пучка в среду или приема излучения, если плоскости источника или приемника излучения не ограничивают рассеивающий объем. Необходимость учета продольных размеров рассеивающего объема в зависимости от схемы эксперимента следует из того, что при многократном рассеянии часть излучения, претерпевающего рассеяние за плоскостями источника или приемника, может вновь возвратиться и пополнить регистрируемый приемником поток излучения. Таким образом, следует ожидать, что интенсивность многократно рассеянного излучения в точке приема будет различной в зависимости от схемы эксперимента.

При решении задачи о распространении оптического излучения в пространственно-ограниченном рассеивающем объеме будем далее иметь в виду четыре различные схемы эксперимента: источник и приемник излучения расположены на границах (продольных) рассеивающего объема; источник излучения расположен внутри рассеивающего объема, а приемник на его границе; приемник излучения расположен внутри рассеивающего объема, а источник на его границе; источник и приемник излучения расположены внутри рассеивающего объема. При расчетах далее будем также предполагать, что облучение среды и прием излучения осуществляется в плоскости, перпендикулярной относительно оси источник-приемник; рассеивающий объем имеет форму параллелепипеда с поперечными размерами τ_y и τ_z .

1. Источник и приемник на границах рассеивающего объема. Для данной схемы эксперимента можно непосредственно воспользоваться формулами для одномерного случая [7] с обобщенными (для трехмерного случая) параметрами $K(\tau_y, \tau_z)$ и $R(\tau_y, \tau_z)$ в виде [3]:

$$A_1 = \frac{(1 - R^2) e^{-K\tau_0}}{1 - R^2 e^{-2K\tau_0}}; \quad B_1 = \frac{R(1 - e^{-2K\tau_0})}{1 - R^2 e^{-2K\tau_0}}; \quad C_1 = \frac{(1 - R)(1 - e^{-K\tau_0})}{1 + R e^{-K\tau_0}}, \quad (2)$$

где $I_{M1} = I_0 A_1$ — интенсивность прошедшего излучения, $I_0 B_1$ — интенсивность отраженного излучения; $I_0 C_1$ — интенсивность поглощенного излучения (в том числе и вышедшего из рассеивающего объема); I_0 — интенсивность падающего на среду излучения; τ_0 — оптическая толщина рассеивающего слоя между источником и приемником (по оси X).

2. Источник внутри рассеивающего объема. Наличие дополнительного слоя рассеивающей среды за источником приводит к увеличению фона многократно рассеянного света, попадающего на приемник. Обозначим оптическую толщину слоя за источником τ_1 и воспользуемся методом многократных отражений для расчета величины I_{M2} на приемнике.

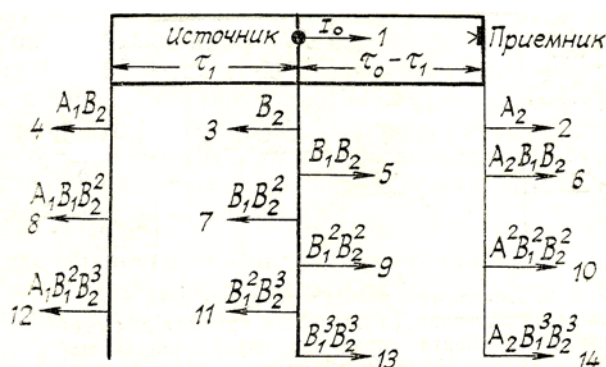


Рис. 1. Диаграмма расчета интенсивности проходящего излучения (в плоскости приема) для схемы эксперимента «источник внутри рассеивающего объема»

В верхней части рис. 1 представлена условная схема эксперимента для этого случая, в нижней — диаграмма расчета, которая и расшифровывается как совокупность шагов в последовательном учете компонент интенсивности прошедшего и отраженного излучения на границах мысленно выделенных рассеивающих слоев.

После вхождения излучения от источника с интенсивностью $I_0 = 1$ (шаг 1) в рассеивающий слой с оптической толщиной $(\tau_0 - \tau_1)$ компонента интенсивности прошедшего излучения через плоскость

приемника равна A_2 (шаг 2), а компонента интенсивности отраженного излучения в плоскости источника равна B_2 (шаг 3). Но облучение слоя с τ_1 излучением с интенсивностью B_2 приводит к выходу излучения с интенсивностью A_1B_2 (шаг 4) из рассеивающего слоя τ_1 и отраженного излучения с интенсивностью B_1B_2 (шаг 5) внутрь рассеивающего слоя ($\tau_0 - \tau_1$). Это отраженное излучение, пройдя слой ($\tau_0 - \tau_1$), даст дополнительную компоненту для интенсивности прошедшего излучения через плоскость приемника $A_2B_1B_2$ (шаг 6) и т.д. На рис. 1 показаны еще две компоненты интенсивности прошедшего через плоскость приемника излучения (шаги 10 и 14) после прохождения и отражения противоположных плоскостей рассеивающего объема (шаги 7–13). Суммируя все возможные компоненты для интенсивности прошедшего излучения через плоскость приемника, согласно диаграмме рис. 1 можно записать

$$I_{M2} = A_2 \sum_{n=0}^{\infty} B_1^n B_2^n = \frac{A_2}{1 - B_1 B_2}, \quad (3)$$

где индексы 1 и 2 соответствуют компонентам интенсивности проходящего A и отраженного B излучения для рассеивающих слоев соответственно с τ_1 и ($\tau_0 - \tau_1$). Из формул (2) следует:

$$B_1 = \frac{R(1 - e^{-2K\tau_1})}{1 - R^2 e^{-2K\tau_1}}; \quad A_2 = \frac{(1 - R^2) e^{-K(\tau_0 - \tau_1)}}{1 - R^2 e^{-2K(\tau_0 - \tau_1)}}; \quad B_2 = \frac{R(1 - e^{-2K(\tau_0 - \tau_1)})}{1 - R^2 e^{-2K(\tau_0 - \tau_1)}}. \quad (4)$$

Подставляя значения B_1 , A_2 и B_2 из (4) в формулу (3), получаем окончательно

$$I_{M2} = I_0 \frac{(1 - R^2 e^{-2K\tau_1}) e^{-K(\tau_0 - \tau_1)}}{1 - R^2 e^{-2K\tau_0}}, \quad (5)$$

где параметрами $K(\tau_y, \tau_z)$ и $R(\tau_y, \tau_z)$ учитывается зависимость полной интенсивности прошедшего излучения I_{M2} через плоскость приемника от поперечных размеров рассеивающего объема.

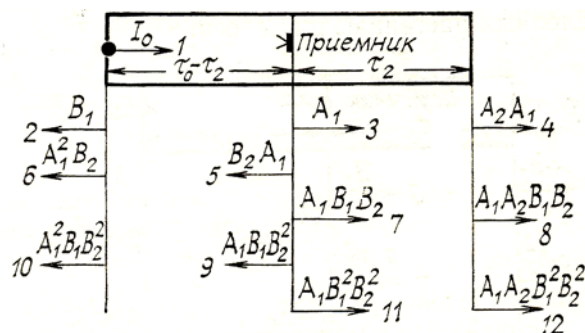


Рис. 2. Диаграмма расчета интенсивности проходящего излучения (в плоскости приема) для схемы эксперимента «приемник внутри рассеивающего объема»

3. Приемник внутри рассеивающего объема. Как и для предыдущей схемы, рассмотрим последовательно компоненты интенсивности прошедшего и отраженного излучения на границах рассеивающих слоев, определяемых плоскостями источника (передняя стенка рассеивающего объема), приемника и задней стенкой рассеивающего объема. Оптическая толщина двух таким образом выделенных слоев указана на условной схеме эксперимента в верхней части рис. 2. Падающее на первый слой с оптической толщиной ($\tau_0 - \tau_2$) излучение с интенсивностью $I_0 = 1$ (шаг 1) приведет к появлению одной из компонент отраженного излучения B_1 (шаг 2) и прошедшего через плоскость приемника A_1 (шаг 3). После прохождения излучения с интенсивностью A_1 через слой τ_2 из рассеивающего объема выйдет излучение с интенсивностью $A_2 A_1$ (шаг 4) и через плоскость приемника отраженное этим слоем излучение с интенсивностью $B_2 A_1$ (шаг 5). После прохождения излучения с интенсивностью $B_2 A_1$ через слой ($\tau_0 - \tau_2$) из рассеивающего объема выйдет излучение с интенсивностью $A_1^2 B_2$ (шаг 6) и через плоскость приемника отраженное этим слоем излучение с интенсивностью $A_1 B_1 B_2$ (шаг 7) и т.д. Суммируя все возможные компоненты для интенсивности прошедшего излучения через плоскость приемника, согласно диаграмме рис. 2 можно записать

$$I_{M3} = A_1 \sum_{n=0}^{\infty} B_1^n B_2^n = \frac{A_1}{1 - B_1 B_2}, \quad (6)$$

а после подстановки A_1 , B_1 и B_2 , определяемых формулами (2), для суммарной интенсивности получаем

$$I_{M3} = I_0 \frac{e^{-K(\tau_0 - \tau_2)} [1 - R^2 e^{-2K\tau_2}]}{1 - R^2 e^{-2K\tau_0}}, \quad (7)$$

где, как и ранее, параметры $K(\tau_y, \tau_z)$ и $R(\tau_y, \tau_z)$ зависят от поперечных размеров рассеивающего объема.

4. Источник и приемник внутри рассеивающего объема. Для расчета интенсивности проходящего излучения (от источника до приемника) с учетом многократного рассеяния для данной схемы эксперимента можно воспользоваться любой из двух предыдущих схем. Для этого достаточно выделить два рассеивающих слоя, ограниченных передней или задней стенкой рассеивающего объема и соответственно плоскостью приемника или источника излучения. Последующие рассуждения аналогичны ранее проведенным, а суммарная интенсивность проходящего излучения в плоскости приемника приобретает окончательно вид

$$I_{M4} = I_0 \frac{(1 - R^2 e^{-2K\tau_1}) (1 - R^2 e^{-2K\tau_2}) e^{-K(\tau_0 - \tau_1 - \tau_2)}}{(1 - R^2) (1 - R^2 e^{-2K\tau_0})}, \quad (8)$$

где $K(\tau_y, \tau_z)$ и $R(\tau_y, \tau_z)$ по-прежнему зависят от поперечных оптических размеров рассеивающего объема.

Формула (8) является общей, из которой все предыдущие следуют как частные случаи. Действительно, если для схемы эксперимента «источник или приемник внутри рассеивающего объема» принять $\tau_2 = 0$ или $\tau_1 = 0$, то из (8) следует (5) или (7). Если источник и приемник расположены на границах рассеивающего объема, то $\tau_1 = \tau_2 = 0$ и из (8) получаем формулу для A_1 из (2).

3. Расчет интенсивности многократно рассеянного излучения с учетом пространственных размеров оптического пучка

Формулы в предыдущем разделе получены для случая, когда поперечные размеры оптического пучка совпадают с поперечными размерами рассеивающего объема. Здесь мы рассмотрим более общий случай, когда размеры пучка излучения с оптическим поперечным сечением Δ_1 меньше поперечного оптического сечения рассеивающего объема. Из (1) следует, что от соотношения сечений Δ_1 и Δ_2 зависит только третья составляющая интенсивности проходящего излучения, обусловленная эффектами многократного рассеяния.

В первом приближении можно считать, что составляющая интенсивности I_M за счет эффектов многократного рассеяния имеет равномерное распределение по телесному углу ω . Именно так обстоит дело на больших оптических глубинах [6], а при малых вклад многократно рассеянного излучения в суммарную величину интенсивности проходящего излучения пренебрежимо мал. В таком приближении I_M можно рассматривать состоящей из двух составляющих.

Одна из составляющих определит ту часть интенсивности многократно рассеянного излучения, которая формируется внутри пучка и, согласно (2), для первой схемы эксперимента, равна

$$I'_{M1} = I_0 \frac{\omega}{2\pi} d_1; \quad d_1 = \frac{(1 - R_1^2) e^{-K_1\tau_0}}{1 - R_1^2 e^{-2K_1\tau_0}} - (1 + \gamma\tau_0) e^{-\tau_0}, \quad (9)$$

где индекс при K_1 и R_1 означает, что расчеты проводятся для среды, оптические поперечные размеры которой равны оптическому диаметру пучка.

Вторая составляющая, обусловленная формированием фона многократно рассеянного излучения вне пучка и представляющая собой реакцию неосвещенной прямым излучением части среды, будет определяться как

$$I_{M,p} = I_0 \frac{\omega}{2\pi} \nu (d'_1 - d_1); \quad d'_1 = \frac{(1 - R_2^2) e^{-K_2\tau_0}}{1 - R_2^2 e^{-2K_2\tau_0}} - (1 + \gamma\tau_0) e^{-\tau_0}, \quad (10)$$

где индекс при K_2 и R_2 означает, что расчеты проводятся для всей среды, а множитель ν , зависящий от оптических параметров среды и эксперимента, учитывает разную плотность потока излучения вне зоны пучка.

Таким образом, в первом приближении суммарная величина I_{M1} может быть определена по формуле:

$$I_{M1} = I'_{M1} + I_{M,p} = I_0 \frac{\omega}{2\pi} [d_1 + \nu (d'_1 - d_1)]. \quad (11)$$

Аналогично рассчитываются величины I_{Mi} для всех других схем эксперимента, включая и наиболее общую четвертую, когда источник и приемник находятся внутри среды. Для четвертой схемы эксперимента расчет I_{M4} с учетом введенного множителя ν и (8) приводит, например, к следующей формуле:

$$I_{M4} = I_0 \frac{\omega}{2\pi} [d_1 + \nu(d'_4 - d_4)];$$

$$d_4 = \frac{(1 - R_1^2 e^{-2K_1\tau_1})(1 - R_1^2 e^{-2K_1\tau_2}) e^{-K_1(\tau_0 - \tau_1 - \tau_2)}}{(1 - R_1^2)(1 - R_1^2 e^{-2K_1\tau_0})} - [1 + \gamma(\tau_0 - \tau_1 - \tau_2)] e^{-(\tau_0 - \tau_1 - \tau_2)}, \quad (12)$$

$$d'_4 = \frac{(1 - R_2^2 e^{-2K_2\tau_1})(1 - R_2^2 e^{-2K_2\tau_2}) e^{-K_2(\tau_0 - \tau_1 - \tau_2)}}{(1 - R_2^2)(1 - R_2^2 e^{-2K_2\tau_0})} - [1 + \gamma(\tau_0 - \tau_1 - \tau_2)] e^{-(\tau_0 - \tau_1 - \tau_2)}.$$

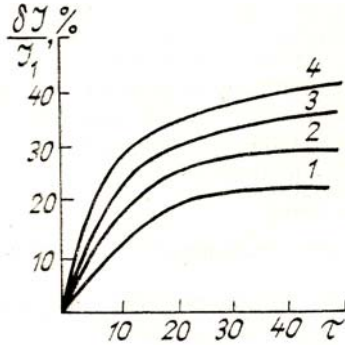


Рис. 3. Относительное увеличение доли многократно рассеянного света в зависимости от оптической толщины слоя перед средой (источник внутри рассеивающего объема): кривая 1— $\tau_0 = 5$; 2— $\tau_0 = 10$; 3— $\tau_0 = 20$; 4— $\tau_0 = 50$

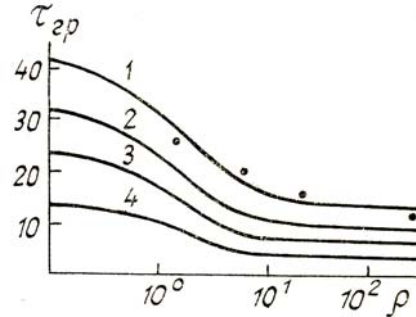


Рис. 4. Зависимость границ применимости экспоненциального закона ослабления от параметра ρ и апертуры приемника: кривая 1— $\omega = 0$ 1°; 2— $\omega = 0,5^\circ$; 3— $\omega = 2^\circ$; 4— $\omega = 10^\circ$

На рис. 3 приведены результаты расчетов отдельно двух составляющих интенсивности многократно рассеянного излучения I_{Mi} (составляющих I'_{Mi} и $I_{M,p}$) по полученным выше формулам. При расчетах было принято, что оптическое сечение пучка $\Delta_1 = 4$.

Как следует из рис. 3, с увеличением оптической глубины τ относительное влияние составляющей интенсивности за счет реакции среды возрастает и становится сравнимым с составляющей, обусловленной многократным рассеянием внутри пучка.

4. Заключение

Полученные выше результаты обеспечивают более глубокую интерпретацию влияния фона многократно рассеянного излучения на яркостный контраст лазерных источников, наблюдаемых через рассеивающую среду. В частности, из приведенных выше расчетных данных (рис. 3) следует, что при больших оптических глубинах большую роль играет уровень фона многократно рассеянного излучения, формирующегося рассеивающим объемом вне освещаемого непосредственно оптическим пучком. Поэтому граничная оптическая глубина $\tau_{гр}$, на которой исчезает яркостный контраст наблюдаемого источника излучения (разность между интенсивностями прямого и рассеянного излучения), зависит не только от геометрических размеров оптического пучка и рассеивающих свойств среды, но и от размеров всего рассеивающего объема. Это новый и принципиальный аспект в интерпретации зависимости $\tau_{гр}$ от свойств среды и геометрии эксперимента.

На рис. 4 приведены результаты расчетов зависимости границ применимости экспоненциального закона от параметра рассеивающей среды ρ при различных значениях апертуры приемника излучения ω . Угол расходимости пучка излучения принимался равным $6'$.

Из рис. 4 следует, что наиболее сильная зависимость от индикатрисы рассеяния наблюдается при $\rho < 2$. При $\rho > 2$ зависимость $\tau_{гр}$ от ρ близка к линейной. Такая зависимость подтверждается рядом экспериментальных данных, на основе которых записана эмпирическая формула для $\tau_{гр}$ в рассеивающей среде [1]

$$\tau_{гр} = -5 \lg(\sigma d) + b,$$

где d — диаметр пучка излучения; b — эмпирический параметр. Точки на рис. 4 соответствуют экспериментальным данным [1—6]. Удовлетворительное согласие кривых, рассчитанных по полученным выше формулам, с экспериментальными данными вселяет уверенность, что во многих случаях учет неравномерного поперечного распределения интенсивности многократно рассеянного излучения I_M не требуется. Последующие, более подробные исследования, надеемся, позволят выявить случаи, когда необходимо вводить корректирующий множитель ν .

Итак, в настоящей статье нами рассмотрен простейший случай нормального облучения рассеивающего объема узким пучком. Вопросы наклонного облучения в данной статье не обсуждаются из-за

громоздких формул, которые при этом получаются. Но именно этот случай (наклонного облучения) обеспечивает решение задачи о переносе излучения в сферической атмосфере и поэтому представляет несомненный интерес. Результаты расчетов для этого случая и ряд других вопросов требуют отдельного обсуждения.

1. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). М.: Сов. радио, 1977. 368 с.
2. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. Минск: Наука и техника, 1969. 592 с.
3. Горячев Б.В., Кабанов М.В., Савельев Б.А. // Оптика атмосферы, 1990. Т. 3. №2. С. 142–150.
4. Зуев В.Е., Кабанов М.В., Савельев Б.А. // ДАН СССР. 1967. Т. 175. № 2. С. 552–554.
5. Zuev V.E., Kabanov M.V., Savelyev B.A. // Appl. Optics. 1968. V. 3. № 1. P. 111–117.
6. Зуев В.Е., Кабанов М.В. Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометеоздат, 1987. 256 с.
7. Соболев В.В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М.: Гостехиздат, 1956. 391 с.

Сибирский физико-технический институт им. А.Д. Кузнецова
Томский политехнический институт им. С.М. Кирова, Томск

Поступила в редакцию
29 ноября 1989 г.

V.V. Goryachev, M.V. Kabanov, B.A. Savelyev. Transfer of the Optical Beams Radiation in a Spatially Limited Scattering Medium.

A solution of the problem on the optical beam radiation transfer in a spatially limited medium is presented. Analytical expression for different experimental arrangements are derived including the schemes with light source inside the medium, optical receiver in the medium, and both the light source and receiver in it. Theoretical results obtained in the paper well agree with the experimental data of investigations on the applicability of the exponential law for radiation extinction in the disperse media.