«Оптика атмосферы», **3**, № 2 (1990)

УДК535.36

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

ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ОГРАНИЧЕННОМ РАССЕИВАЮЩЕМ ОБЪЕМЕ

В работе предложено решение задачи переноса излучения в пространственно-ограниченных рассеивающих средах, основанное на точном решении уравнения переноса в одномерной среде и представлении индикатрисы рассеяния в виде шести интегральных параметров. Оценивается точность асимптотических формул для коэффициента отражения.

1. Введение

Перенос оптического излучения в рассеивающих средах сопровождается сложным преобразованием этого излучения в рассеянное. В общем случае закономерности ослабления падающего на среду излучения и формирования поля рассеянного средой излучения описываются уравнением переноса, решения которого в аналитическом виде до настоящего времени удается получить только для отдельных частных случаев. Поэтому систематический анализ закономерностей переноса оптического излучения в рассеивающих средах на основании существующих решений уравнения переноса оказывается малоэффективным с точки зрения широкого диапазона как рассеивающих свойств различных природных сред, так и представляющих практический интерес оптических глубин.

Особые трудности возникают при анализе распространения оптического излучения в рассеивающих средах, когда необходимо учитывать пространственную ограниченность оптического пучка, рассеивающего объема или того и другого вместе. Уже первые эксперименты по распространению слаборасходящихся пучков лазерного излучения с малым диаметром в туманах и дымках показали [1–3], что затухание яркости таких пучков описывается законом Бугера до неожиданно больших оптических глубин. Аналогичные экспериментальные результаты были получены для оптических пучков тепловых источников излучения [4, 5]. Дальнейшие исследования позволили качественно интерпретировать этот результат тем, что для узких пучков яркость фона многократно рассеянного излучения имеет заметно меньшую величину на больших оптических глубинах по сравнению с широкими пучками. Исследованный эффект сохранения наблюдаемого контраста между яркостями полного и рассеянного вперед лазерного излучения на больших оптических глубинах стимулировал разработку лазерных навигационных устройств для посадки самолетов и проводки морских судов в условиях низкой видимости [6]. Однако физическая интерпретация такого эффекта еще не может считаться исчерпывающей. В частности, до настоящего времени отсутствуют формулы или достаточно эффективные алгоритмы для расчета фона многократно рассеянного излучения при больших оптических глубинах и сложных граничных условиях, имеющих место при распространении узких пучков в пространственно ограниченных объемах рассеивающих сред.

Попытки учесть конечные размеры, форму и другие граничные условия рассеивающего объема предпринимались неоднократно при решении уравнения переноса излучения. Наиболее полный (хотя и в ограниченной области оптических толщ) учет всех граничных условий по рассеивающей среде порассеивающей среде и оптическим пучкам осуществляется при расчетах переноса излучения с помощью статистических методов [7]. Имеются и аналитические попытки учесть влияние формы рассеивающего объема при высоких кратностях рассеяния [8].

Ниже обсуждается один из претендующих на общность эвристических подходов к учету пространственной ограниченности рассеивающих объемов при решении задач распространения оптических пучков. На основании этого подхода формулируется приближенный полуаналитический метод расчета потоков излучения в рассеивающих средах, обеспечивающий с приемлемой точностью решение задачи по переносу излучения при различных схемах и граничных условиях.

Идея подхода состоит в том, что за основу принимаются известные аналитические решения для одномерного случая. В порядке обобщения этих решений отдельным параметрам в формулах придается дополнительный смысл, затем разрабатываются алгоритмы последующих вычислений для трехмерного случая. Разрабатываемые алгоритмы вычислений при этом основываются на последовательном учете пропускания, отражения и поглощения излучения отдельными рассеивающими слоями, которые составляют пространственно ограниченный рассеивающий объем. Преимущество этого подхода но сравнению с вычислениями статическими методами, при которых отслеживаются траектории отдельных фотонов, связано с последовательным отслеживанием траекторий целых потоков многократно рассеянного излучения, что упрощает вычислительные процедуры и существенно повышает их оперативность.

2. Обобщение точного решения уравнения переноса излучения для одномерного случая

Рассмотрим элементарный рассеивающий объем с объемным коэффициентом ослабления $\alpha = \sigma + \kappa$, где σ — объемный коэффициент рассеяния, κ — объемный коэффициент поглощения. Рассеивающие свойства элементарного объема будем характеризовать интегральными параметрами индикатрисы рассеяния $\chi(\Theta)$, которые будут далее определены.

Для описания переноса монохроматического излучения в рассеивающей среде воспользуемся точным решением уравнения переноса для одномерного случая и введем величины η и β, характеризующие соответственно долю рассеянного вперед и назад излучения элементом оптической длины $d\tau = \alpha dx$. Для распространяющегося вдоль оси x излучения вводятся величины I_1 (для направления вперед) и I_2 (для направления назад). При отсутствии собственного излучения элементом оптической длины $d\tau$ уравнение переноса излучения в данном случае представляет собой систему двух дифференциальных уравнений [9]:

$$dI_1(\tau) = -I_1(\tau) + \Lambda[\eta I_1(\tau) + \beta I_2(\tau)];$$
$$-dI_1(\tau) = -I_2(\tau) + \Lambda[\eta I_2(\tau) + \beta I_1(\tau)], \tag{1}$$

где вероятность выживания кванта $\Lambda = \sigma/(\sigma + \kappa)$. Решения уравнений (1) имеют вид [9]:

$$I_1 = I_0 \frac{(1-r^2)\exp(-\kappa\tau_x)}{1-r^2\exp(-2\kappa\tau_x)},$$
$$I_2 = I_0 \frac{r[1-\exp(-2\kappa\tau_x)]}{1-r^2\exp(-2\kappa\tau_x)}, \tag{2}$$
$$I_3 = I_0 \frac{(1-r)[1-\exp(-\kappa\tau_x)}{1+r\exp(-\kappa\tau_x)},$$

где I_1 — прошедшее излучение; I_2 — отраженное, а I_3 — поглощенное слоем τ_x. При этом через κ и r обозначены параметры

$$\kappa = \sqrt{(1-\Lambda)[1-\Lambda(\eta-\beta)]},$$
$$r = [\kappa-(1-\Lambda)]/[\kappa+(1-\Lambda)]. \tag{3}$$

Принципиальный шаг в обобщении решений (2) для одномерного случая состоит в том, чтобы учесть выход излучения из процесса переноса не только за счет поглощения и отражения, но и за счет выхода через боковую поверхность канала распространения. Одной из наиболее очевидных физических причин такого выхода является рассеянное излучение в боковых направлениях. Представление индикатрисы рассеяния через интегральные параметры в виде двух потоков рассеяния (вперед и назад) при таком обобщении становится недостаточным. Ближайшим более точным представлением индикатрисы рассеяния будет шестипотоковое приближение, интегральные параметры в котором удовлетворяют условию нормировки [10]:

$$\eta+\beta+\mu_1+\mu_2+\mu_3+\mu_4=1$$

и определяются для индикатрисы рассеяния с осевой симметрией соотношениями:

$$\eta = \frac{|F_{+x}|}{F};\ \beta = \frac{|F_{-x}|}{F};\ \mu_{1,2} = \frac{|F_{\pm y}|}{F};\ \mu_{3,4} = \frac{|F_{\pm z}|}{F};$$
$$F_{+x} = 2\pi\int_0^{\pi/2}\chi(\theta)\sin\theta\cos\theta d\theta;$$
$$F_{-x} = 2\pi\int_{\pi/2}^{\pi}\chi(\theta)\sin\theta\cos\theta d\theta; \tag{4}$$

$$F_{\pm y} = F_{\pm z} = 2\int_0^{\pi} \chi(\theta)\sin^2\theta d\theta;$$

$$F = |F_{+x}| + |F_{-x}| + 2|F_{\pm y}| + 2|F_{\pm z}|.$$

Из (4) видно, что введенные интегральные параметры индикатрисы рассеяния определяют долю рассеянного излучения соответственно: η — в направлении оси x (β — в противоположном); μ_1 — в направлении оси y (μ_2 — в противоположном); μ_3 — в направлении оси z (μ_4 — в противоположном). Введенное выше условие нормировки для интегральных параметров снимает кажущееся противоречие в том, что интегрирование индикатрисы рассеяния проводится для каждого из параметров по перекрывающимся углам рассеяния.

Для учета потерь излучения за счет выхода через боковые поверхности («боковых» потерь) введем понятие вероятности выхода кванта (по аналогии с понятием вероятности выживания кванта Λ), $p_1 = 1-\Lambda = \kappa/\alpha$. При учете «боковых» потерь излучения при распространении в рассеивающей среде для p следует записать:

$$p = \frac{\sum_i \varkappa_i}{\sigma + \sum_i \varkappa_i} = \frac{\sum_i \varkappa_i}{\alpha} = \sum_i p_i, \tag{5}$$

где индекс i указывает на физический процесс, вызывающий выход излучения из канала распространения. Вероятность выхода кванта за счет поглощения будет $p_1 = 1-\Lambda$, а вероятность выхода излучения из канала распространения за счет рассеяния в различных направлениях $p_2 = \mu_1\Lambda$, $p_3 = \mu_2\Lambda$, $p_4 = \mu_3\Lambda$, $p_5 = \mu_4\Lambda$.

Суммарная вероятность выхода кванта при учете «боковых» потерь только за счет рассеяния излучения, таким образом, будет иметь вид:

$$p = \sum_{i=1}^{5} p_i = (1-\Lambda) + \Lambda(\mu_1 + \mu_2 + \mu_3 + \mu_4). \tag{6}$$

Решение уравнения переноса излучения для одномерного случая можно теперь обобщить и формально записать в виде формул (2), заменив параметры κ и r на K и R:

$$K = \sqrt{p[1-\Lambda(\eta-\beta)]} =$$
$$= \sqrt{[(1-\Lambda)+\Lambda(\mu_1+\mu_2+\mu_3+\mu_4)][1-\Lambda(\eta-\beta)]}; \tag{7}$$
$$R = \frac{K-p}{K+p} = \frac{\sqrt{1-\Lambda(\eta-\beta)} - \sqrt{(1-\Lambda)+\Lambda(\mu_1+\mu_2+\mu_3+\mu_4)}}{\sqrt{1-\Lambda(\eta-\beta)} + \sqrt{(1-\Lambda)+\Lambda(\mu_1+\mu_2+\mu_4+\mu_3)}}.$$

Формальная запись формул (7) носит эвристический характер и может быть оправдана необходимостью учета «боковых» потерь для одномерного рассеивающего столба даже при его расположении в окружающей среде с такими же рассеивающими свойствами. При этом I_3 в (2) будет определять суммарный поток излучения как поглощенный столбом, так и вышедший через боковую поверхность столба. Согласно (6), доля суммарного потока излучения, обусловленная поглощением среды, определится величиной p_1/p, а доли его, обусловленные выходом через боковую поверхность, определятся величинами p_i/p (при i = 2 и 3 — в направлениях оси y и противоположном; при i = 4 и 5 — в направлениях оси z и противоположном).

Необходимость следующего шага в обобщении решений (2) для одномерного случая связана с тем, чтобы расширить область их применения для такой схемы эксперимента, когда источник излучения находится внутри канала распространения (между торцами рассеивающего столба). В основу такого обобщения можно положить последовательное применение метода многократных отражений (метода сложения слоев).

Суть метода многократных отражений наглядно иллюстрируется, если рассмотреть два однородных (по рассеивающим свойствам) слоя с оптическими толщами τ_1 и τ_2. Обозначим для каждого из рассеивающих слоев пропускание через A_1 и A_2, отражение — через B_1 и B_2, поглощение — через C_1

и C_2, а совместное пропускание, отражение и поглощение соответственно — через A_{12}, B_{12}, C_{12}. Тогда в соответствии с известными решениями [9, 11] формулы для A_{12}, B_{12}, C_{12} имеют вид:

$$A_{12} = \frac{A_1 A_2}{1 - B_1 B_2}\,;\; B_{12} = B_1 + \frac{A_1^2 \cdot B_2}{1 - B_1 B_2}\,;\; C_{12} = C_1 + \frac{A_1 (B_2 C_1 + C_2)}{1 - B_1 B_2}\,. \tag{8}$$

Пусть источник оптического излучения находится на границе двух рассеивающих слоев с τ_1 и τ_2 и равномерно освещает каждый из слоев параллельным пучком с интенсивностью $I_0/2$ вдоль оси x: (и с интенсивностью $I_0/2$ в противоположном направлении). С учетом всех кратностей, рассеяния, которые обеспечивают формулы (8), для интенсивностей излучения, выходящего из суммарного слоя с $\tau_0 = \tau_1 + \tau_2$ в направлении оси x (I_{+x}), выходящего в противоположном направлении (I_{-x}) и поглощенного (I_Λ), получаем [11]:

$$I_{+x} = \frac{I_0 A_2 (1 + B_1)}{2(1 - B_1 B_2)}\,;\; I_{-x} = \frac{I_0 A_1 (1 + B_2)}{2(1 - B_1 B_2)}\,;$$
$$I_\Lambda = \frac{I_0 [C_1 (1 + B_2) + C_2 (1 + B_1)]}{2(1 - B_1 B_2)}\,. \tag{9}$$

После подстановки значений интенсивностей (2) и (9) получаем:

$$I_{+x} = I_0 \frac{(1 + R)[1 + R\exp(-2K\tau)]\exp(-K(\tau_0 - \tau))}{2[1 - R^2 \exp(-2K\tau_0)]}\,;$$
$$I_{-x} = I_0 \frac{(1 + R)\{1 - R\exp[-2K(\tau_0 - \tau)]\}\exp(-K\tau)}{2[1 - R^2 \exp(-2K\tau_0)]}\,; \tag{10}$$
$$I_\Lambda = I_0 \left\{ 1 - \frac{(1 + R)[1 + \exp(-K\tau)]\exp(-K\tau)}{2[1 - R^2 \exp(-K\tau_0)]} \right.,$$

где K и R определяются формулами (7), и, следовательно, однозначно определяются только интегральными параметрами индикатрисы рассеяния.

3. Приближенное решение задачи переноса излучения для трехмерного случая в пространственно ограниченном рассеивающем объеме

Основная идея при получении решений уравнения переноса излучения в трехмерном случае с использованием точных аналитических решений для одномерного случая состоит в том, что перенос излучения рассматривается последовательно для суммы элементарных слоев в каждом из трех направлений независимо от других, а затем комбинируется общее решение. Подобный подход осуществляется при решении задачи теории переноса излучения методом Монте-Карло, когда моделируются независимые траектории фотонов при последовательном учете отдельных актов их взаимодействия с рассеивателями, а затем суммируются выходящие фотоны в различных комбинациях. В отличие от метода прямого моделирования (метода Монте-Карло) при использовании одномерного решения для решения трехмерной задачи появляется привлекательная возможность моделировать процесс переноса излучения сразу целыми цепочками актов взаимодействия. Именно такими отдельными и независимыми цепочками можно рассматривать точные одномерные решения в каждом направлении. После того, как формулы для одномерного случая были записаны (в предыдущем разделе) в форме, учитывающей «боковые» потери, такой подход, можно надеяться, обеспечит учет в аналитической форме всех кратностей рассеяния для любого направления.

Другим принципиальным моментом при получении трехмерных решений в предлагаемом подходе является использование хорошо известного метода многократных отражений. Именно этот метод обеспечивает обоснованное суммирование от слоя к слою всех составляющих прямого и рассеянного излучения. Последовательное применение метода многократных отражений определяет основное принципиальное отличие предлагаемого подхода при получении трехмерного решения от шестипотокового и от четырехпараметрического двухпотокового приближений. Если в последних, кроме приближенного описания индикатрисы рассеяния, получаются еще и приближенные решения для составляющих интенсивностей излучения в различных направлениях, то в предлагаемом подходе точность решения ограничивается только приближенным (шестипотоковым) описанием индикатрисы рассеяния, а для составляющих интенсивностей излучения в различных направлениях используются аналитические решения.

Для простоты последующих обсуждений рассеивающий объем будем рассматривать в форме прямоугольного параллелепипеда с произвольными длинами ребер τ_x, τ_y и τ_z. Ограничение по форме не является принципиальным, так как применение метода сложения слоев позволяет в последующем получить необходимые формулы для рассеивающего объема любой формы. Конечные решения уравнения переноса излучений для трехмерного случая удается записать последовательным рассмотрением задачи для элементарных рассеивающих слоев в каждом из трех направлений. Комбинация решений одномерных задач для трех взаимно перпендикулярных направлений приводит к решению трехмерной задачи. Учитывая громоздкий вид и сложный характер взаимозависимых промежуточных записей для потоков излучения по трем направлениям, ограничимся примером упрощенных рассуждений только для одного из направлений (вдоль оси x).

Пусть элементарный слой рассеивающей среды равномерно освещается в направлении оси x потоком I_0. Поток прошедшего в направлении оси x излучения можно рассматривать состоящим из трех составляющих: из потока ослабленного слоем $d\tau$ прямого излучения $I_0\,(1-d\tau)$; из потока однократно рассеянного вперед излучения $I_0\eta\Lambda J_{+x}d\tau$; из потока многократно рассеянного вперед излучения $I_0 4\mu J_{+x}d\tau$, где J_{+x} — доля потока многократно рассеянного излучения в направлении оси x. Поток отраженного элементарным слоем $d\tau$ излучения определится двумя составляющими: составляющей потока однократно рассеянного назад излучения $I_0\beta\Lambda d\tau$ и составляющей потока многократно рассеянного назад излучения $I_0 4\mu J_{-x}d\tau$, где J_{-x} — доля потока многократно рассеянного излучения в противоположном направлении оси x. Поток многократно рассеянного излучения, выходящего из элементарного рассеивающего слоя $d\tau$ в направлении оси y и z, будет соответственно равен $I_0 4\mu J_{\pm y}d\tau$ и $I_0 4\mu J_{\pm z}d\tau$. Наконец, поток излучения, поглощенного в элементарном слое $d\tau$, будет равен величине $I_0[(\eta + \beta)(1 - \Lambda) + 4\mu J_\Lambda]d\tau$, где J_Λ — доля потока многократно рассеянного излучения, поглощенного в слое $d\tau$.

Основная трудность дальнейших расчетов теперь состоит в том, чтобы определить доли потоков многократно рассеянного излучения в трех различных направлениях. Доли потоков J_{+x}, J_{-x} и J_Λ на любой оптической глубине определяются формулами (2). Что же касается других направлений, то доли потоков многократного рассеяния для них могут быть определены по формулам, аналогичным (2), но после учета в качестве начального потока той доли, которая выходит в направлениях y и z. В целом схема последовательных рассуждений оказывается весьма громоздкой даже для такой простой формы рассеивающего объема, как параллелепипед [11]. Не проводя здесь это последовательное рассмотрение, отметим только его единообразную простоту (несмотря на громоздкость) и поэтому возможность расчетов для объемов достаточно сложной формы [12—20], а также очевидное условие нормировки для долей потоков многократно рассеянного излучения, которое следует из закона сохранения энергии и имеет вид

$$I_0(J_\Lambda + J_{+x} + J_{-x} + J_{+y} + J_{-y} + J_{+z} + J_{-z}) = I_0. \tag{11}$$

Подчеркнем также, что для выбранного нами примера с элементарным слоем $d\tau$, доли потоков по осям y и z из-за конечного размера рассеивающего слоя по этим осям зависят от оптических толщ τ_y и τ_z.

Считая доли потоков многократно рассеянного излучения известными, определим вероятность выхода кванта для рассматриваемого элементарного слоя. Обозначим полную вероятность выхода кванта через P_0, которая будет определяться суммой составляющих:

$$P_0 = \sum_{i=1}^{5} P_{0i}\,, \tag{12}$$

где $P_{01} = (\eta + \beta)(1 - \Lambda) + 4\mu J_\Lambda$ — вероятность выхода кванта за счет поглощения;

$P_{02} = 4\mu J_{+y}(\tau_y)$ — за счет выхода излучения в направлении оси y;

$P_{03} = 4\mu J_{-y}(\tau_y)$ — за счет выхода излучения в направлении, противоположном y;

$P_{04} = 4\mu J_{+z}(\tau_z)$ — за счет выхода излучения в направлении оси z;

$P_{05} = 4\mu J_{-z}(\tau_z)$ — за счет выхода излучения в направлении, противоположном оси z.

Используя обобщенное решение уравнения переноса излучения в одномерном случае, решение для элементарного слоя в трехмерном случае по-прежнему можно записать в виде формулы (2) с параметрами:

$$K_0(\tau_y, \tau_z) = \sqrt{P_0(\tau_y, \tau_z)\,[1 - \Lambda(\eta - \beta)]},$$
$$R_0(\tau_y, \tau_z) = \frac{K_0(\tau_y, \tau_z) - P_0(\tau_y, \tau_z)}{K_0(\tau_y, \tau_z) + P_0(\tau_y, \tau_z)}\,. \tag{13}$$

Формулы (2) и (13) вместе с алгоритмами расчета входящих в эти формулы величин представляют собой искомое полуаналитическое решение задачи переноса излучения для трехмерного случая в пространственно ограниченном рассеивающем объеме. Главное достоинство полученных решений состоит в том, что при достаточно высокой оперативности расчет всех составляющих (по направлениям) интенсивности излучения может быть выполнен по исходным данным, включающим только общепринятые и вполне определенные характеристики среды и рассеивающего объема в целом.

Главный источник возможных ошибок при использовании полученных решений связан с приближенным шестипотоковым описанием индикатрисы рассеяния через интегральные параметры. Оценку точности полученного приближенного решения можно провести путем его сравнения с точным решением для неограниченного рассеивающего слоя и сферической индикатрисы рассеяния.

Для рассеивающего слоя с $\tau_y = \tau_z = \tau_x = \infty$ и с произвольной индикатрисой рассеяния интенсивность отраженного излучения определяется в предлагаемом приближении формулой [21]:

$$P_\infty = \frac{(1-\Lambda)\{(1-\Lambda)^2 + 4\mu\Lambda[3(1-\Lambda) - 3\mu(1-4\Lambda) - 4\mu^2(1+4\Lambda)]\}}{(1-\Lambda)^2 + 4\mu\Lambda(2 - 2\Lambda - \mu + 4\mu\Lambda)}. \tag{14}$$

В частном случае рэлеевской индикатрисы имеем $\eta = \beta = 1/4$, $\mu = 1/8$. Подставляя в (14) соответствующие значения η, β и μ получаем:

$$P_{\infty рэл} = \frac{(1-\Lambda)(32 - 23\Lambda + 4\Lambda^2)}{2(16 - 17\Lambda + 4\Lambda^2)}. \tag{15}$$

Для сферической индикатрисы имеем $\eta = \beta = 1/6$, и формула (14) переходит в

$$P_{\infty сф} = \frac{(1-\Lambda)(27 - 11\Lambda + \Lambda^2)}{3(9 - 7\Lambda + \Lambda^2)}. \tag{16}$$

В таблице приведено сравнение результатов расчета коэффициента отражения излучения полубесконечной средой R_∞ в зависимости от вероятности выживания кванта при использовании различных формул для R_∞ с известным в литературе точным решением [17], а также с результатами расчетов в двухпотоковом и шестипотоковом приближениях [18]. Как видно из таблицы, полученное решение уравнения переноса излучения имеет приемлемую и наибольшую точность по сравнению с другими приближенными решениями в рассмотренном асимптотическом случае.

Λ	$R_{сф}$ (точное решение)	$R_{сф}$ по (16)	$R_{сф}$ (шестипотоковое)	$R_{сф}$ (двухпотоковое)	$R_{рэл}$ по (15)
0,1	0,0164	0,0167	0,0091	0,0263	0,0173
0,2	0,0352	0,0356	0,0200	0,0557	0,0365
0,3	0,0572	0,0575	0,0334	0,0889	0,0584
0,4	0,0834	0,0834	0,0501	0,1270	0,0838
0,5	0,1152	0,1148	0,0718	0,1715	0,1146
0,6	0,1554	0,1545	0,1010	0,2251	0,1517
0,7	0,2087	0,2073	0,1429	0,2922	0,2013
0,8	0,2853	0,2840	0,2087	0,3820	0,2732
0,9	0,415	0,416	0,333	0,519	0,399
0,95	0,536	0,539	0,461	0,634	0,521
0,975	0,641	0,647	0,578	0,727	0,629
1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0

4. Заключение

В настоящей обзорной статье обсуждена совокупность основных предпосылок, которые обеспечили получение приближенного решения задачи переноса излучения для случая пространственно-ограниченного рассеивающего объема. Сравнение с другими приближениями и точными решениями показывает, что точность полученных решений оказывается приемлемой для широкого круга научных и практических задач. Авторы надеются на преимущественное применение полученных решений в области прикладной спектроскопии рассеивающих сред, количественные данные в которой обычно получаются при измерениях в ограниченных по размерам рассеивающих объемах. Описанные выше приближенные решения упрощают и расчет планетарного радиационного баланса, а также других радиационных характеристик в сферической атмосфере.

Главное преимущество полученных приближенных полуаналитических решений состоит в том, что алгоритм расчета поля излучения, рассеянного пространственно-ограниченным объемом произвольной формы, оказывается при приемлемой точности достаточно простым и не требует большого расчетного времени. В результате при известных оптических и геометрических параметрах рассеивающего объема обеспечивается оперативный расчет потоков прошедшего, отраженного и рассеянного в стороны излучения для объема в целом. Указанное преимущество представляется важным для радиационных исследований атмосферы как наземными средствами, так и с использованием летательных аппаратов.

Следует отметить, что сформулированный в этой статье подход к приближенному решению уравнений переноса был стимулирован экспериментальными результатами по прохождению узких лазерных пучков через рассеивающие среды. Полученные решения являются достаточно надежной основой для качественного и количественного анализа переноса яркостного контраста лазерных пучков в замутненной атмосфере. Однако обсуждение результатов такого анализа, как и приведение самих полученных решений, выходит за рамки настоящей статьи.

1. Зуев В.Е., Кабанов М.В., Савельев Б.А. //ДАН СССР, 1967. Т. 175. № 2. С. 327—330.
2. Zuew V.E., Kabanov M.V., Saveliev B.A. //Appl. Opt. 1969. V. 3. № 1. P. 111—117.
3. Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
4. Иванов А.П., Хайруллина А.Я. //АН СССР. Сер. ФАО. 1967. Т. 3. № 5. С. 537—542.
5. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. Минск: Наука и техника, 1969. 592 с.
6. Зуев В.Е., Фадеев В.Я. Лазерные навигационные устройства. М.: Радио и связь, 1987. 161 с.
7. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике /Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 283 с.
8. Павлов В.А. //Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. В. 4. С. 828—831.
9. Соболев В.В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М.: Гостехиздат, 1956. 391 с.
10. Савельев Б.А., Ларионов В.В., Горячев Б.В., Могильницкий С.Б., Кутлин А.П. //ЖТФ. 1985. Т. 55. № 6. С. 1184—1186.
11. Савельев Б.А. Метод многократных отражений в решении задач переноса светового излучения в слоисто-неоднородных средах. М., 1978. 38 с. Деп. в ВИНИТИ № 535-78.
12. Могильницкий С.Б. //Изв. вузов СССР. Физика. 1979. № 11. С. 117—120.
13. Савельев Б.А., Могильницкий С.Б. //Изв. вузов СССР. Физика. 1982. № 8. С. 82—85.
14. Горячев Б.В., Ларионов В.В., Могильницкий С.Б., Савельев Б.А., Кутлин А.П. //ЖТФ. 1986. № 6. С. 1204—1209.
15. Горячев Б.В., Кабанов М.В., Могильницкий С.Б., Савельев Б.А. //Тезисы докл. IV Всесоюз. совещания по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Барнаул: 1988. Т. 1. С. 154—156.
16. Савельев Б.А. и др. //Заводская лаборатория, 1986. № 10. С. 30—31.
17. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М.: ИЛ, 1953. 431 с.
18. Meador W.E., Weaver W.R. //Appl. Opt. 1976. V. 15. № 12. P. 3155—3160.
19. Гуревич М.М. Фотометрия. Л.: Энергоатомиздат. 1983. 271 с.
20. Савельев Б.А., Горячев Б.В., Могильницкий С.Б., Ларионов В.В., Кутлин А.П. //Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 59. В. 1. С. 198—200.
21. Савельев Б.А., Горячев Б.В., Могильницкий С.Б., Ларионов В.В., Кутлин А.П. //Оптика и спектроскопия. 1987. № 8. С. 102—104.

Томский политехнический институт
Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова,
Томск

Поступила в редакцию
4 апреля 1989 г.

B.V. Goryachev, M.V. Kabanov, B.A. Savelyev. **Transfer of Optical Radiation in the Space-Limited Scattering Volume.**

Solution of the problem on radiation transfer in space-limited scattering media based on the exact solution of the transfer equation in one-dimensional media and parametrization of the phase function as six integral parameters has been suggested. The accuracy of asymptotic formulae for reflection coefficient is estimated.

ОТ РЕДАКЦИОННОЙ КОЛЛЕГИИ

На редакционном обсуждении, не без влияния отрицательного и весьма жесткого мнения рецензента, консенсус достигнут не был. Однако статью решено опубликовать в порядке дискуссии.

Главное возражение связано с убеждением, что 6-мерная задача в ситуации, когда переменные явно не разделяются, может быть сведена к одномерной только ценой серьезных допущений. Однако последние никак не обсуждаются и даже не упоминаются.

Следует сказать, что прием, предлагаемый авторами, в сущности, эвристичен — поэтому принятие или критика его основаны в какой-то мере на «символе веры». И совсем не исключено, что угадано приемлемое решение.