УДК 535.36

Е.Б. Шибанов

Численный метод решения уравнения переноса излучения. Коэффициенты отражения и пропускания оптически тонкого плоскопараллельного слоя

Рассматривается задача выбора начального приближения для коэффициентов отражения и пропускания в численных методах, основанных на принципе «взаимодействия». Показаны недостатки приближения однократного рассеяния и проанализированы закономерности распространения света в средах с сильно анизотропным рассеянием. Предложены полуаналитические выражения для расчета начального приближения, позволяющие в рамках алгоритма «сложения» слоев рассчитывать характеристики светового поля в плоскопараллельных средах с относительной погрешностью ~ 10^{-5}.

Информация о спектрально-угловых характеристиках светового поля используется для оценок биофизического состояния водных экосистем. Излучение, регистрируемое оптическим датчиком, является результатом рассеяния и поглощения света веществами, содержащимися в воде. Для описания взаимосвязи интенсивности рассеяния света в данном направлении с поглощающими и рассеивающими свойствами вещества применяется уравнение переноса излучения. Численные методы его решения позволяют учесть основные особенности трансформации излучения в системе океан — атмосфера и решить уравнение переноса излучения для реальных условий освещения и индикатрис рассеяния.

Численный метод расчета уравнения переноса радиации в океане, лежащий в основе авторского алгоритма, близок по идеологии к методам «сложения» и «удвоения» [1, 2] и матричного оператора [3]. Несмотря на то что впервые эти методы были опубликованы около 30 лет назад, они применялись только в оптике атмосферы. С широким распространением персональных компьютеров и в связи с увеличением точности выполнения операций с плавающей точкой появилась возможность для реализации ранее нестабильных численных схем. Тем не менее до сих пор на Западе основными методами численного решения уравнения переноса в море считаются метод Монте-Карло и метод инвариантного погружения [4].

Несомненно, каждый метод имеет собственные недостатки, но сам факт существования и широкого распространения метода Монте-Карло есть свидетельство неблагополучия других методов. Заметим, что метод инвариантного погружения основан на принципе инвариантности, а метод матричного оператора и методы «сложения» и «удвоения» — на принципе «взаимодействия» [5], из которого следуют принципы инвариантности. Принципы инвариантности позволили получить аналитические выражения для коэффициентов отражения в случае простых индикатрис рассеяния [6, 7]. Однако численный алгоритм не является последовательностью эквивалентных преобразований и, по мнению автора, основная проблема вышеуказанных методов есть проблема решения уравнения переноса для тонкого слоя с *достаточной* точностью. Обоснование критерия точности и разработка метода решения уравнения переноса для оптически тонкого слоя с произвольной индикатрисой рассеяния является целью данной работы.

Условие сходимости численного алгоритма

В методах «сложения» и матричного оператора, основанных на принципе «взаимодействия», предполагается, что коэффициенты отражения R_0 и пропускания T_0 однородного оптически тонкого плоскопараллельного слоя известны с большой точностью. Для расчета коэффициентов слоя произвольной оптической толщины используется рекуррентная процедура удвоения:

$$R_n = R_{n-1} + T_{n-1}R_{n-1}(E - R_{n-1}R_{n-1})^{-1}T_{n-1}, \qquad (1)$$

$$T_n = T_{n-1}(E - R_{n-1}R_{n-1})^{-1}T_{n-1}. \qquad (2)$$

Индекс n относится к характеристикам слоя с удвоенной по сравнению с предыдущим слоем оптической толщиной. Если оптическая толщина начального слоя равна τ_0, а R_0 и T_0 заданы, то после n шагов будут известны функции R_n и T_n для однородного слоя с оптической толщиной, равной $\tau = \tau_0 2^n$. Строго говоря, все переменные в формулах (1), (2) являются операторами, причем E — единичный оператор, а $(\ )^{-1}$ — обратный. Без учета поляризационных эффектов линейные интегральные операторы R_i и T_i записываются в виде:

$$\hat{Y} I = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 y(\mu, \varphi, \mu', \varphi') I(\mu', \varphi', \mu_0, \varphi_0) \mu' d\mu' \qquad (3)$$

с ядром $y(\mu, \varphi, \mu', \varphi')$, равным коэффициенту отражения

$$r(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0) = \pi \frac{I^-(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0)}{\mu_0 I_0} \qquad (4)$$

или коэффициенту пропускания

$$t(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0) = \pi \frac{I^+(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0)}{\mu_0 I_0}. \qquad (5)$$

В силу линейности уравнения переноса коэффициенты $r(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0)$ и $t(\mu, \mu_0, \varphi - \varphi_0)$ не зависят от интенсивности падающего света I_0 и являются функциями косинусов зенитных углов падения — θ_0 и рассеяния — θ света, а также разности азимутов $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0$. Смысл процедуры удвоения состоит в том, что для коэффициентов отражения и пропускания *достаточно* тонкого слоя можно использовать приближенные решения уравнения переноса. Очевидно, что с вычислительной точки зрения начальное приближение должно быть простым.

Для оптически тонких слоев $T \approx E$, а $R_n \approx 2R_{n-1}$. Следовательно, относительная ошибка расчета определяется относительной ошибкой начального приближения. Поэтому естественным требованием, предъявляемым к погрешности начального приближения, будет стремление к нулю относительной ошибки при уменьшении оптической толщины:

$$\varepsilon \underset{\tau_0 \to 0}{\to} 0\,. \tag{6}$$

Заметим, что условие (6) является необходимым, но не достаточным вследствие неизбежных ошибок округления.

В пределе малых оптических толщин ($\tau << \mu = \cos(\theta)$) решение уравнения переноса стремится к величине $\frac{p(\cos(\gamma))\tau}{4\pi\mu}$, где $p(\cos(\gamma))$ — индикатриса рассеяния света на угол $\gamma = \arccos(\mu\mu_0 + \sqrt{1-\mu^2}\sqrt{1-\mu_0^2}\cos\Delta\varphi)$. Поэтому среди приближенных решений возможны лишь те, в выражениях которых содержится индикатриса рассеяния в явном виде. Метод последовательных кратностей рассеяния удовлетворяет вышеупомянутому требованию. Остается выяснить, какую кратность рассеяния достаточно учесть, чтобы обеспечить сходимость алгоритма.

Метод последовательных кратностей

Метод основан на последовательном вычислении n-кратного рассеяния, как правило, после предварительного Фурье-разложения по азимуту. (Фурье-компоненты коэффициентов отражения и пропускания будут обозначаться большими латинскими буквами R, T без указания индекса компоненты. Индексы будут характеризовать кратность рассеяния). Если известно решение уравнения переноса для n-кратного рассеяния $I_n(\tau, \mu, \mu_0)$, где τ — оптическая толщина, μ, μ_0 — косинусы угла визирования и угла падения света, то интенсивность следующей кратности — $I_{n+1}(\tau, \mu, \mu_0)$ — находится интегрированием вдоль направления визирования функции источника $J_n(\tau, \mu, \mu_0)$:

$$I_{n+1}(\tau,\mu,\mu_0) = \frac{1}{|\mu|}\int\limits_{0,\tau}^{\tau,\tau_0} J_{n+1}(\tau,\mu,\mu_0)\exp(-\frac{|\tau - y|}{|\mu|})dy\,. \tag{7}$$

В зависимости от направления визирования пределы интегрирования меняются либо от 0 до τ, либо от τ до τ_0. Функция источника выражается через интеграл по зенитному углу:

$$J_{n+1}(\tau,\mu,\mu_0) = \frac{\omega}{2}\int\limits_{-1}^{1} p(\mu,\mu_1) I_n(\tau,\mu_1,\mu_0) d\mu_1\,, \tag{8}$$

где ω — вероятность выживания фотона, $p(\mu,\mu_1)$ — индикатриса рассеяния. Интенсивность многократно рассеянного света $I(\tau, \mu, \mu_0)$ есть сумма всех кратностей рассеяния, но ее удобнее записать в виде

$$I_n(\tau,\mu,\mu_0) = \sum_{n=0}^{\infty} \omega^n I_n^*(\tau,\mu,\mu_0)\,, \tag{9}$$

где $I_n^*(\tau,\mu,\mu_0)$ — интенсивность n-й кратности при консервативном рассеянии, то есть в отсутствие поглощения.

Интенсивность нулевой кратности есть закон Бугера — Ламберта

$$I_0 = S_0 \delta(\mu - \mu_0) \exp(-\frac{\tau}{\mu_0}),$$

где S_0 — облученность единицы площади при нормальном падении луча. Если оптическая толщина τ отсчитывается от верхней границы, а оптическая толщина всего слоя есть τ_0, то интенсивность однократно рассеянного света выражается формулами

$$I_1(\mu_0, \mu) = \frac{\mu_0 S_0 p(\mu_0, \mu)}{4\pi(\mu_0 - \mu)} [\exp(-\frac{\tau}{\mu_0}) - \exp(-\frac{\tau}{\mu})], \qquad (10)$$

$$I_1(\mu_0, -\mu) = \frac{\mu_0 S_0 p(\mu_0, -\mu)}{4\pi(\mu_0 + \mu)} [\exp(-\frac{\tau}{\mu_0}) - \exp(-\frac{\tau_0}{\mu_0} - \frac{(\tau_0 - \tau)}{\mu})], \qquad (11)$$

где $\mu = |\cos\theta|$.

В формулы для двукратно рассеянного излучения формально входят двойные интегралы, поэтому нижеприведенные аналитические выражения в литературе автору не встречались. В первую очередь нас интересует решение на границе, то есть отражение и пропускание плоскопараллельного слоя. Объединим формулы (7), (8) в одну, поменяем порядок интегрирования и проинтегрируем по оптической толщине. В результате задача расчета двукратного рассеяния сведется к интегрированию только по зенитному углу. Перейдем к нормированным характеристикам излучения — к коэффициентам отражения и пропускания (формулы (4), (5) соответственно) — и введем обозначения.

Для упрощения окончательности выражений введем коэффициенты отражения и пропускания непоглощающего слоя толщиной τ с изотропной индикатрисой рассеяния в однократном приближении:

$$R_1^i(\mu_0, \mu) = \frac{1}{4(\mu_0 + \mu)} [1 - \exp(-\frac{\tau}{\mu_0} - \frac{\tau}{\mu})], \qquad (12)$$

$$T_1^i(\mu_0, \mu) = \begin{cases} \dfrac{1}{4(\mu_0 - \mu)} \left[\exp(-\dfrac{\tau}{\mu_0}) - \exp(-\dfrac{\tau}{\mu}) \right], & \mu_0 \neq \mu, \\ \dfrac{\tau}{4\mu_0 \mu} \exp(-\dfrac{\tau}{\mu_0}), & \mu_0 = \mu. \end{cases} \qquad (13)$$

В результате интегрирования по τ рассеяние второго порядка записывается следующим образом:

$$R_2(\mu_0, \mu) = \int_0^1 \frac{p_b(\mu_0, \mu_1) p_f(\mu_1, \mu)}{2(\mu_0 + \mu_1)} \left[\mu_0 R_1^i(\mu_0, \mu) - \mu_1 \exp(-\frac{\tau}{\mu_0}) T_1^i(\mu_1, \mu) \right] \partial\mu_1 +$$
$$+ \int_0^1 \frac{p_f(\mu_0, \mu_1) p_b(\mu_1, \mu)}{2(\mu_0 - \mu_1)} \left[\mu_0 R_1^i(\mu_0, \mu) - \mu_1 R_1^i(\mu_1, \mu) \right] \partial\mu_1, \qquad (14)$$

$$T_2(\mu_0,\mu)=\int_0^1\frac{p_b(\mu_0,\mu_1)p_b(\mu_1,\mu)}{2(\mu_0+\mu_1)}\left[\mu_0T_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_1\exp(-\frac{\tau}{\mu_0})R_1^i(\mu_1,\mu)\right]\partial\mu_1+$$

$$+\int_0^1\frac{p_f(\mu_0,\mu_1)p_f(\mu_1,\mu)}{2(\mu_0-\mu_1)}\left[\mu_0T_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_1T_1^i(\mu_1,\mu)\right]\partial\mu_1 \qquad (15)$$

с устранимыми особенностями при $\mu_1=\mu_0$ и $\mu_1=\mu_0=\mu$:

$$\lim_{\mu_1\to\mu_0}\frac{\mu_0R_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_1R_1^i(\mu_1,\mu)}{2(\mu_0-\mu_1)}=\frac{\mu R_1^i(\mu_0,\mu)-\mu T_1^i(\mu_0,\mu_0)\exp(-\frac{\tau}{\mu})}{2(\mu+\mu_0)}, \qquad (16)$$

$$\lim_{\mu_1\to\mu_0}\frac{\mu_0T_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_1T_1^i(\mu_1,\mu)}{2(\mu_0-\mu_1)}=\frac{\mu T_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_0T_1^i(\mu_0,\mu_0)}{2(\mu-\mu_0)}, \qquad (17)$$

$$\lim_{\mu_1\to\mu_0\to\mu}\frac{\mu T_1^i(\mu_0,\mu)-\mu_0T_1^i(\mu_0,\mu_0)}{2(\mu-\mu_0)}=\frac{\tau^2}{16\mu^3}\exp(-\frac{\tau}{\mu}). \qquad (18)$$

Формулы (14) — (18) справедливы для всех Фурье-компонент R, T.

Метод учета высоких кратностей рассеяния

Перед тем как перейти к дальнейшим выкладкам, следует сделать некоторые замечания. Во-первых, для учета рассеяния большей кратности в рамках метода последовательных кратностей рассеяния требуется (естественно, после предварительного аналитического интегрирования) вычислять двойные интегралы по углу, что становится невыгодным с численной точки зрения. Во-вторых, численные методы «сложения» и матричного оператора рассчитывают функции рассеяния в оптимально выбранных точках пространства. Решение уравнения переноса не выражается в виде конечного степенного ряда. Следовательно, в дискретных точках даже точные формулы рассеяния не будут удовлетворять уравнениям (1), (2). В основном данное замечание касается конечного представления реальных индикатрис рассеяния, для описания которых требуется более 1 000 членов разложения по полиномам Лежандра или квадратурная формула соответствующей длины. Дополнительную сложность составляет описание поведения решения в окрестности $\mu=0$, например при анализе угловой структуры рассеяния оптически тонких слоев. Поэтому следует предусмотреть дополнительные нормировочные процедуры.

1. При численном интегрировании условие нормировки индикатрисы рассеяния $\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}p(\mu_0,\mu)\partial\mu=1$ должно выполняться строго для всех μ_0.

2. В отсутствие поглощения (при $\omega=1$) отражение и пропускание плоскопараллельного слоя должно удовлетворять интегралу потока [8]:

$$2\int_0^1 [R+T]\mu d\mu = 1,$$

где T — полное пропускание, равное $T = T_d + \frac{1}{2\mu}\delta(\mu-\mu_0)\exp(-\frac{\tau}{\mu})$.

Предлагаемый метод учета рассеяния бóльших кратностей состоит в следующем. Для всех углов падения рассчитаем величину потерь потока, нормированную на μ_0:

$$\delta\Psi(\mu_0) = 1 - \exp(-\frac{\tau}{\mu_0}) - 2\int_0^1 [R_1 + T_{d1}]\mu d\mu - 2\int_0^1 [R_2 + T_{d2}]\mu d\mu. \quad (19)$$

С другой стороны, эта величина равна

$$\delta\Psi(\mu_0) = 2\int_0^1 [R_3 + T_{d3}]\mu d\mu, \quad (20)$$

где R_3, T_{d3} — коэффициенты отражения и пропускания света, рассеянного три и более раз. В соответствии с принципом взаимности коэффициенты R и T для однородного слоя симметричны относительно μ_0 и μ. Одним из простых и удобных симметричных представлений является следующий вид:

$$R_3 = \frac{\delta\Psi(\mu_0)\delta\Psi(\mu)}{F_r}, \quad (21)$$

$$T_{d3} = \frac{\delta\Psi(\mu_0)\delta\Psi(\mu)}{F_t}. \quad (22)$$

В случае симметричных индикатрис ($p(\mu) = p(-\mu)$) с большой точностью $R_3 = T_{d3}$, тогда нормировочный коэффициент $F_r = F_t$ находим подстановкой (21), (22) в (20). Для вытянутых индикатрис в пределе при $\tau \to 0$ приближение $R_3 = T_{d3}$ для трех- и более кратного рассеяния также оказывается правомерным, что обусловлено геометрическим свойством плоскопараллельных слоев. А именно, для любой малой величины τ и произвольного положительного числа L существует такое направление луча $\mu = cos(\theta)$, что оптическая длина пути $\tau / \mu > L$. Поэтому в направлениях при μ, близких к нулю, интенсивность света, рассеянного n раз, наибольшая, как и погрешность приближения n-кратного рассеяния. Интенсивность двукратного рассеяния внутри слоя I_2 входит в выражение (8) для функции источника трехкратного рассеяния. Поскольку при малых τ интенсивность I_2 в окрестности малых μ растет с уменьшением μ, а также вследствие непрерывности индикатрисы рассеяния функция источника в пределе $\tau \to 0$ стремится к симметричной при малых μ.

Для слоев конечной оптической толщины точность приближения $R_3 = T_3$ будет определяться степенью вытянутости индикатрисы рассеяния. Другое допущение касается вида выражений (21), (22). Хотя такой вид функций коэффициентов отражения и пропускания является приближенным, он был использован в [9] при выводе аналитических выражений для коэффициентов отражения и пропускания непоглощающего плоскопараллельного слоя произвольной оптической толщины. Показано, что в случае изотропного рассеяния следующее приближенное выражение обладает высокой точностью:

$$R = T = \frac{[1 - \exp(-\tau/\mu_0)][1 - \exp(-\tau/\mu)]}{4(0{,}5 - E_3(\tau))},$$

где $E_3(x) = \int\limits_1^\infty y^{-3} \exp(-xy) dy$ — интегральная показательная функция.

Альтернативный способ нормировки потока заключается в процедуре включения дефицита потока в нерассеянный свет:

$$\Delta T(\mu_0, \mu) = \omega^3 \frac{\delta\Psi(\mu_0)}{F} \delta(\mu_0 - \mu). \qquad (23)$$

На первый взгляд, такой способ нормировки потока выглядит более естественным для сильно вытянутых индикатрис.

Окончательно начальное приближение записывается в виде:

$$R(\mu_0, \mu) = \omega R_1(\mu_0, \mu) + \omega^2 R_2(\mu_0, \mu) + \omega^3 \frac{\delta\Psi(\mu_0)\delta\Psi(\mu)}{F}, \qquad (24)$$

$$T(\mu_0, \mu) = \omega T_1(\mu_0, \mu) + \omega^2 T_2(\mu_0, \mu) + \omega^3 \frac{\delta\Psi(\mu_0)\delta\Psi(\mu)}{F}. \qquad (25)$$

Формулы (24), (25) предназначены для расчета азимутально осредненных величин. Для других коэффициентов Фурье-разложения, по-видимому, достаточно точности приближения двукратного рассеяния вследствие уменьшения азимутальной зависимости при многократном рассеянии. Математически это следует из того, что значение интеграла

$$\frac{1}{4\pi} \int\limits_{-1}^{1} \int\limits_{0}^{2\pi} p(\mu_0, \mu, \varphi) \cos(n_f \varphi) \partial\varphi \partial\mu < 1, \text{ если } n_f > 0.$$

В табл. 1 приведены результаты тестирования начальных приближений для расчета коэффициентов отражения однородного полубесконечного плоскопараллельного слоя методом удвоения при различных индикатрисах рассеяния [10, 11]. Коэффициент отражения $r(\mu_i, \mu_j)$ рассчитывался для матрицы 32×32. В качестве критерия точности использовалось условие

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^{N} \left(\frac{r(\mu_N, \mu_k)}{r_p(\mu_N, \mu_k)} - 1 \right)^2} < 10^{-6}, \qquad (26)$$

где μ_N близко к единице. Матрица $r_p(\mu_i, \mu_j)$ рассчитана методом удвоения, начиная с $\tau = 10^{-5}$, причем в качестве начального приближения было использовано приближение двукратного рассеяния.

Т а б л и ц а 1

Значения начальной оптической толщины приближенных решений, необходимых для расчета коэффициента яркости однородного слоя со средней относительной погрешностью менее 10^{-6}

Индикатриса рассеяния	Вероятность рассеяния назад	Оптическая толщина слоя	Вероятность выживания фотона	Начальная толщина слоя, приближение			
				однократное	двукратное	двукратное с нормировкой	
						формула (23)	формулы (24), (25)
Рэлеевская	0,5	0,25	1	2^{-23}	2^{-13}	2^{-13}	2^{-6}
Дымки L, H Дейрменджана, $\lambda = 500$ нм	0,096 0,080	0,25	1	2^{-24}	2^{-13}	2^{-13}	2^{-10}
Хеньи — Гринстейна, $g = 0{,}8$ [10]	0,051	0,5	1	2^{-24}	2^{-14}	2^{-13}	2^{-11}
Петцольда, $p(\gamma)$ № 8 [11]	0,014	2,0	0,906	2^{-26}	2^{-16}	2^{-14}	2^{-12}
Петцольда, $p(\gamma)$ № 4	0,014	2,0	0,585	2^{-24}	2^{-15}	2^{-14}	2^{-12}
Петцольда, $p(\gamma)$ № 2	0,044	2,0	0,247	2^{-22}	2^{-13}	2^{-13}	2^{-11}

Как и ожидалось, в приближении однократного рассеяния начальная оптическая толщина слоя должна быть достаточно малой, даже при малых вероятностях выживания фотона. Дополнительным недостатком этого приближения является его ограниченная точность при $\tau > 10^{-8}$, в то время как при $\tau < 10^{-8}$ численная схема начинает расходиться вследствие ошибок округления. Существенно лучшим является приближение двукратного рассеяния. Кроме большей точности по сравнению с приближением однократного рассеяния, оно позволяет уменьшить число удвоений приблизительно на 10. Приближения с нормировкой потока еще эффективнее. В отличие от приближения двукратного рассеяния дополнительное число операций в этих приближениях незначительно. Интересно отметить, что даже для морских индикатрис формулы (21), (22), при $F_r = F_t$ предпочтительнее, чем (23). Это свидетельствует о том, что основной вклад в рассеяние большой кратности для оптически тонких слоев вносят лучи, перерассеянные через зенитные углы, близкие к 90°. По мере увеличения вытянутости индикатрисы рассеяния наблюдается общая тенденция всех приближений — требуемые начальные значения оптической толщины уменьшаются. Естественно, эффект поглощения работает в обратном направлении. Снижение точности приближения n-кратного рассеяния для вытянутых индикатрис ставит под сомнение целесообразность формальной аппроксимации индикатрисы выражением

$$x(\mu)=2(1-a_0)\delta(1-\mu)+\sum_{i=0}^{n}a_iP_i(\mu),$$

где P_i — полиномы Лежандра. Выделение части лучей, рассеянных вперед в дельта-функцию, математически эквивалентно перенормировке индикатрисы с уменьшением эффективной оптической толщины. Это, в свою очередь, должно было бы снизить погрешности любого приближенного решения, а не наоборот. Увеличение доли многократного рассеяния в отраженном назад излучении при рассеянии на аэрозольных частицах явилось одной из причин неудачи методики атмосферной коррекции по измерениям в полосе поглощения кислорода [12]. Рассеяние большей кратности увеличивает эффективную длину пробега фотона, после чего становится невозможным разделить отраженную от поверхности составляющую от рассеянной назад аэрозолем.

Для слоев конечной оптической толщины значения начальной толщины дискретны ($\tau_0 = \tau\, 2^{-k}$). Поэтому сравнение различных начальных приближений не дает достаточно точной оценки τ_0. Для определения этих значений были проведены аналогичные тестовые расчеты коэффициента отражения бесконечно глубокого океана. Равенство коэффициентов отражения для слоев с оптическими толщинами τ и 2τ служило признаком оптически бесконечной среды (как правило, $\tau > 200$). Поскольку для приближения однократного рассеяния условие (26) оказалось невыполнимым, использовался критерий $\varepsilon < 10^{-5}$. Результаты даны в табл. 2.

Таблица 2

Значения начальной оптической толщины приближенных решений, необходимых для расчета коэффициента яркости однородного бесконечного слоя со средней относительной погрешностью 10^{-5}

Индикатриса рассеяния	Вероятность рассеяния назад	Вероятность выживания фотона	Начальная толщина слоя, приближение			
			однократное	двукратное	двукратное с нормировкой	
					формула (23)	формулы (24), (25)
Хеньи — Гринстейна, $g = 0{,}8$	0,051	1	$4{,}7\cdot10^{-9}$	$2{,}7\cdot10^{-5}$	$1{,}0\cdot10^{-3}$	$6{,}5\cdot10^{-3}$
Петцольда, $p(\gamma)$ №8	0,014	0,906	$1{,}9\cdot10^{-7}$	$6{,}9\cdot10^{-5}$	$2{,}7\cdot10^{-4}$	$7{,}3\cdot10^{-4}$
Петцольда, $p(\gamma)$ №12	0,012	0,867	$2{,}5\cdot10^{-7}$	$8{,}1\cdot10^{-5}$	$2{,}5\cdot10^{-4}$	$6{,}9\cdot10^{-4}$
Петцольда, $p(\gamma)$ №4	0,014	0,585	$6{,}1\cdot10^{-7}$	$1{,}3\cdot10^{-4}$	$2{,}2\cdot10^{-4}$	$6{,}9\cdot10^{-4}$
Петцольда, $p(\gamma)$ №2	0,044	0,247	$2{,}6\cdot10^{-6}$	$5{,}6\cdot10^{-4}$	$6{,}6\cdot10^{-4}$	$2{,}3\cdot10^{-3}$
Петцольда, $p(\gamma)$ №15	0,143	0,091	$1{,}5\cdot10^{-5}$	$5{,}1\cdot10^{-3}$	$5{,}4\cdot10^{-3}$	$1{,}7\cdot10^{-2}$

Как видно из табл. 2, с ростом вероятности выживания фотона точность приближений без нормировки потока уменьшается, а приближения с нормировкой чувствительны к форме индикатрис.

Выводы

1. Предложен новый эффективный способ расчета рассеяния в оптически тонких однородных плоскопараллельных слоях. Время расчета сопоставимо со временем выполнения одной процедуры «удвоения», а выигрыш составляет 10 – 20 операций удвоения. Уменьшение количества операций гарантирует высокую точность расчета коэффициента отражения полубесконечной среды практически с произвольными оптическими характеристиками.

2. Начальная оптическая толщина в процедуре «удвоения» зависит от вероятности рассеяния назад и вероятности выживания фотона. Причем чем больше света рассеивается вперед, тем точнее должно быть начальное приближение для коэффициентов отражения и пропускания. Такая особенность рассеяния в средах с сильно вытянутыми индикатрисами означает, что процедуры усечения индикатрисы рассеяния вносят существенные ошибки в окончательный результат даже при расчете отраженного назад излучения.

3. Сравнения приближений — однократного, двукратного, а также предложенного в работе — показали, что приближение однократного рассеяния, взятое в качестве начального, не может обеспечить высокую точность расчета для полубесконечной среды. Причем существует некоторое оптимальное, заранее неизвестное, значение начальной оптической толщины. Если использовать меньшие значения τ_0, то численная схема будет вносить дополнительные ошибки — ошибки округления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Takashima T.* A new approach of the adding method for computations of emergent radiation of an inhomogeneous plane parallel atmosphere // Astroph. Spa. Sci. — 1975. — 36. — P. 319 – 328.
2. *Hansen H. E.* Radiative transfer by doubling very thin layers // Astroph. J. — 1969. — 155. — P. 565 – 573.
3. *Plass G.N., Kattawar G.W., Catchings F.E.* Matrix operator theory II. Scattering from maritime haze. // Appl. Opt. — 1973. — 12. — P. 1071 – 1084.
4. *Mobley C. D.* Light and water: Radiative transfer in natural waters. — San Diego: Academic, 1994. — 592 p.
5. *Preisendorfer R. W.* Radiative Transfer on Discrete Spaces. — New York: Pergamon Press, 1965. — 461 p.
6. *Амбарцумян В.А.* К вопросу о диффузном отражении света мутной средой // ДАН СССР. — 1943. — 38, № 8.
7. *Чандрасекар С.* Перенос лучистой энергии. — М:. ИЛ, 1953. — 431 с.
8. *Соболев В.В.* Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. — М.: Гос. изд-во тех.-теор. лит., 1956. — 391 с.
9. *Шибанов Е.Б., Афонин Е.И.* Физическая модель переноса излучения в плоскопараллельной атмосфере для задач дистанционного зондирования, приближение для изотропно и анизотропно рассеивающего слоя / Депон. рукопись № 1631-B89. — М.: ВНИИТИ, 1989. — 41 с.
10. *Henyey L.C., Greenstein J.L.* Diffuse radiation in the galaxy // Astroph. J. — 1941. — 93. — P. 70 – 83.
11. *Petzold T.J.* Volume scattering functions for selected ocean waters // S 10 Ref. — San Diego: Scripps Inst. Oceanog. — 1972. — P. 72 – 78.

12. *Малкевич М.С., Бадаев В.В.* Метод комплексных исследований океана и атмосферы из космоса // Исследования Земли из космоса. – 1981. – N 4. – С. 45 – 53.

Морской гидрофизический институт НАН Украины,
Севастополь

Материал поступил
в редакцию 02.12.03
После доработки 15.03.04

ABSTRACT The problem of choosing the initial approximation of the reflectance and transmittance coefficients in the numerical method based on the «interaction» principle is considered. The drawbacks of a single-order scattering approximation are shown and the regularities of light propagation in the media with the strong forward peaked phase function are analyzed. Semi-analytical expressions for calculating the initial approximation are proposed. They permit to calculate light field characteristics in the plane-parallel media with a relative error ~ 10^{-5}.

Уважаемые коллеги!

На базе Морского гидрофизического института НАН Украины с 1999 года издается сборник научных трудов ***«Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа»***.

Тематическая направленность сборника – экологическое состояние и изменчивость морской среды, проблемы возможных последствий антропогенной деятельности в прибрежных и шельфовых зонах. Сборник содержит результаты исследований морских акваторий, выполняемых научными организациями, чьи совместные планы исследований включают в себя изучение наиболее интересных объектов шельфа. Работы выполняются по направлениям: мониторинг и разработка новых технологий контроля морской среды; научные основы комплексного использования природных ресурсов шельфа, моделирование шельфовых экосистем, биотехнологии воспроизводства качества среды и биоресурсов.

Сборник входит в Перечень Высшей аттестационной комиссии (ВАК) Украины научных изданий, в которых могут публиковаться основные результаты диссертационных работ по физико-математическим, географическим, биологическим наукам; выходит 4 раза в год.

Сборник предназначен для ученых и специалистов академических и отраслевых институтов, студентов, аспирантов, преподавателей высших учебных заведений, специалистов, работающих в области исследования и использования ресурсов прибрежной и шельфовой зон.

Приобрести сборник можно в Морском гидрофизическом институте НАН Украины.

К 75-летнему юбилею в МГИ НАН Украины издана монография

Развитие морских наук и технологий в Морском гидрофизическом институте за 75 лет /Под общ. ред. В.Н. Еремеева. – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2004. – 704 с., 314 ил., 44 табл.

ISBN 966-02-3385-X

В юбилейной монографии всесторонне представлены история развития Морского гидрофизического института НАН Украины, направленность исследований его научных отделов и отделений – экспериментального и гидроакустики, Специального конструкторско-технологического бюро, научно-производственных подразделений. Приводятся основные достижения института за 75-летний период по ключевым направлениям развития морских наук и технологий.

Книга предназначена для широкого круга читателей: научных и инженерно-технических работников в области океанологии, гидрофизики, гидрохимии, гидрометеорологии, морского приборостроения, информатики, автоматизации научных исследований, а также специалистов по проблемам изучения и использования ресурсов морей и океанов, аспирантов, студентов вузов и всех, кому интересна история отечественной науки.