

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И БАЗЫ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ОБ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

УДК 553.361 + 551.501

**В.В. Белов, М.В. Винарский, И.И. Ишполитов, М.В. Кабанов, А.В. Миляков,
А.А. Мицель**

Моделирование рассеянной УФ-радиации на основе приближенных методов

*Институт оптики атмосферы СО РАН,
Институт оптического мониторинга СО РАН, г. Томск
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники*

Поступила в редакцию 24.10.2002 г.

Рассматривается применение приближенного метода Эддингтона для расчета рассеянной ультрафиолетовой радиации. Получены все необходимые формулы для моделирования, создан компьютерный код. Рассмотрен также двухпоточный метод. Дается сравнение с методом Монте-Карло и экспериментальными данными. Получено удовлетворительное согласие, и показана применимость метода Эддингтона для решения практических задач оптики атмосферы в ультрафиолетовой области спектра.

Введение

Ультрафиолетовая (УФ) радиация составляет менее 5% [1] в общем потоке солнечной радиации, однако влияние ее на состояние окружающей среды человека весьма значительно. Это обусловлено сильным воздействием УФ-радиации на протекание многих биологических и химических процессов. Например, экологически опасное явление смогообразования в атмосфере во многом обязано стимулирующему воздействию УФ-излучения на скорость протекания фотохимических реакций.

Спектральный состав УФ-радиации в атмосфере определяется поглощением озоном в полосах Хартли, Хиггинса и кислородом (в короткой УФ-области — (180–220 нм)). С точки зрения эффективности биологического воздействия принято выделять три области длин волн [1]: А ($315 < \lambda < 400$ нм), В ($280 < \lambda < 315$ нм) и С ($\lambda < 280$ нм). В дальнейшем нас будет интересовать области А и В. Помимо озона на прохождение УФ-радиации влияют атмосферный аэрозоль и в значительной степени облака.

Суммарная УФ-радиация у поверхности Земли в основном определяется высотой Солнца, облачностью, количеством общего содержания озона в атмосфере (СОЗ), альбедо подстилающей поверхности, аэрозольным составом атмосферы. В связи с наблюдаемыми климато-экологическими изменениями и особенностями в поведении озонового слоя в последнее время большую актуальность имеет задача осуществления непрерывного УФ-мониторинга в различных регионах земного шара. Однако непосредственные измерения потоков ультрафиолетового излучения достаточно сложны и расчет уровней УФ-радиации на основании данных о состоянии атмосферы в конкретной точке земного шара стано-

вится неизбежной составной частью мониторинга. Такой подход к построению сети УФ-мониторинга требует использования алгоритма оценки интенсивности УФ-радиации, позволяющего производить вычисления с достаточной скоростью и точностью.

1. Постановка задачи

В УФ-области спектра оценка характеристик поля УФ-радиации представляет существенные трудности, связанные с многократным рассеянием излучения этих длин волн в атмосфере. Для описания процессов рассеяния излучения в атмосфере в последние годы широко используются алгоритмы на основе метода Монте-Карло [2, 3]. Не останавливаясь на достоинствах и недостатках метода Монте-Карло, отметим лишь, что этот метод в силу своей трудоемкости мало пригоден для инженерных расчетов. Кроме того, исходные данные (например, оптические свойства облаков), как правило, известны лишь приближенно и поэтому основные преимущества этого метода (возможность детального учета всех факторов, определяющих процесс переноса излучения в среде и высокая точность расчетов) теряют значимость. В связи с этим в инженерных расчетах широко используются приближенные методы расчета рассеянной радиации (см., например, пакет программ LOWTRAN-7 [4], монографии [5–8], статьи [9, 10]). Этому, в частности, способствовала работа Международной рабочей комиссии по радиации, которая инициировала программу исследований по сравнению различных методов расчета потоков рассеянной радиации в непоглощающей атмосфере. В [7] показана, в частности, вполне удовлетворительная точность (в пределах 10%) одного из приближенных методов решения

уравнения переноса излучения — метода Эддингтона [6, 7]. В предлагаемой статье подобное сравнение (для метода Эддингтона) сделано для поглощающей атмосферы при наличии отражающей подстилающей поверхности.

Отличительными особенностями УФ-области являются существенное усиление эффекта рэлеевского рассеяния света, а также наличие сильной полосы поглощения озона [12]. Это обстоятельство требует внесения изменений в численную схему расчета рассеянной радиации как в методе Монте-Карло при моделировании траекторий блуждания фотонов, так и в приближенных методах.

Основа метода Эддингтона изложена в монографии В.В. Соболева [6], краткое его описание дано в работах [7, 11]. В [6] приведены формулы для коэффициентов пропускания, отражения, альbedo и диффузного пропускания атмосферы для случая «черной» подстилающей поверхности (альbedo поверхности равно нулю). При наличии отражающей поверхности в [6] приведены формулы упомянутых характеристик лишь для чистого рассеяния. В [7] приведены выражения альbedo и пропускания атмосферы для «черной» подстилающей поверхности. В предлагаемой работе мы также используем подход Соболева при выводе формул метода Эддингтона, выбор которого обусловлен тем обстоятельством, что этот метод является, по-видимому, единственным из приближенных методов, позволяющим рассчитывать не только потоки, но и интенсивность. В дальнейшем нам потребуется рассчитывать именно интенсивность рассеянной радиации. Ниже мы приводим основные предпосылки приближенного метода Эддингтона, уравнение переноса и граничные условия. Конечные формулы вследствие их громоздкости вынесены в приложение. На основе метода Эддингтона выполнено моделирование УФ-радиации (в областях А и В). Рассмотрен также двухпоточный метод. Проведено сравнение с методом Монте-Карло (рассматриваемого как эталонный) и данными эксперимента. Исследования проведены для следующей постановки задачи.

Пусть на верхнюю границу плоскопараллельной атмосферы под углом ν_0 падает параллельный поток солнечного излучения мощности πS . Запишем уравнение переноса для плоскопараллельной атмосферы [6]:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \eta, \varphi)}{d\tau} = -I(\tau, \mu, \eta, \varphi) + \frac{\omega_0}{4\pi} \times \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu', \eta, \varphi') p(\gamma') d\mu' + \frac{\omega_0}{4} S p(\gamma) \exp(-\tau/\eta), \quad (1)$$

где

$$\eta = \cos \nu_0; \quad \mu = \cos \nu;$$

$$\cos \gamma' = \mu \mu' + \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \mu'^2)} \cos(\varphi - \varphi');$$

$$\cos \gamma = \mu \eta + \sqrt{(1 - \mu^2)(1 - \eta^2)} \cos \varphi.$$

Здесь ν_0 — зенитный угол падения солнечных лучей; ν — зенитный угол наблюдения; φ — азиму-

тальный угол наблюдения; γ — угол между направлением падающего и рассеянного излучения; ω_0 — альbedo однократного рассеяния ($\omega_0 = \sigma/\alpha$, где σ — коэффициент рассеяния; α — коэффициент ослабления, $\alpha = \sigma + \alpha_a + \alpha_g$, α_a , α_g — коэффициенты аэрозольного и газового поглощения); πS — освещенность на верхней границе атмосферы (солнечная постоянная); $\tau = \int_h^\infty \alpha(h) dh$ — оптическая глубина;

на; $\tau_0 = \int_0^\infty \alpha(h) dh$ — оптическая толщина атмосферы;

$p(\gamma)$ — индикатриса рассеяния, удовлетворяющая условию нормировки:

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi p(\gamma) \sin \gamma d\gamma = 1.$$

2. Приближение Эддингтона

Разложим индикатрису $p(\gamma)$ в ряд по полиномам Лежандра до линейного члена включительно:

$$p(\gamma) = 1 + p_1 \cos \gamma. \quad (2)$$

Тогда, согласно [6], интенсивность излучения можно представить в виде суммы двух составляющих I_0 и I_1 :

$$I(\tau, \mu, \eta, \varphi) = I^0(\tau, \mu, \eta) + I^1(\tau, \mu, \eta) \cos \varphi. \quad (3)$$

Для определения каждой из составляющих этого выражения получится отдельное интегродифференциальное уравнение вида

$$\mu \frac{dI^m(\tau, \mu, \eta)}{d\tau} = -I^m(\tau, \mu, \eta) + B^m(\tau, \mu, \eta), \quad m = 0, 1, \quad (4)$$

где

$$B^m(\tau, \mu, \eta) = \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I^m(\tau, \mu', \eta) p(\gamma') d\mu' + \frac{\omega_0}{4} S p(\gamma) \exp(-\tau/\eta).$$

Они решаются при следующих граничных условиях: 1) на верхней границе отсутствует падающее диффузное излучение; 2) на нижней границе снизу диффузное излучение формируется ламбертовской отражающей поверхностью с альbedo A_0 .

Компонента I^0 представляет собой усредненную по азимуту интенсивность излучения. Второе слагаемое в (3) — это зависящая от азимута добавка в интенсивность излучения.

Основная идея вывода соотношений для интенсивности рассеянной радиации заключается в следующем. Подставим (2) в (4), тогда для I^0 можно записать

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \eta)}{d\tau} = -I(\tau, \mu, \eta) + \omega_0 \bar{I}(\tau, \eta) + \omega_0 \beta_1 \bar{H}(\tau, \eta) \mu + \frac{\omega_0}{4} S (1 + \beta_1 \mu \eta) \exp\left(-\frac{\tau}{\eta}\right). \quad (5)$$

В (5) для простоты функция I^0 обозначена через I и

$$\bar{I}(\tau, \eta) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu, \eta) d\mu, \quad \bar{H}(\tau, \eta) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu, \eta) \mu d\mu.$$

Из уравнения (5) можно получить систему приближенных уравнений для функций \bar{I} и \bar{H} . Интегрируя (5) по μ в пределах от -1 до 1 , получим

$$\frac{d\bar{H}(\tau, \eta)}{d\tau} = -(1 - \omega_0) \bar{I}(\tau, \eta) + \frac{\omega_0}{4} S \exp\left(-\frac{\tau}{\eta}\right). \quad (6)$$

Умножая (5) на μ и интегрируя по μ в пределах от -1 до 1 , а также пользуясь приближением

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \bar{I}(\tau, \mu, \eta) \mu^2 d\mu = \frac{1}{3} \bar{I}(\tau, \eta),$$

запишем

$$\frac{d\bar{I}(\tau, \eta)}{d\tau} = -(3 - \omega_0 \beta_1) \bar{H}(\tau, \eta) + \beta_1 \frac{\omega_0}{4} S \exp\left(-\frac{\tau}{\eta}\right) \eta. \quad (7)$$

Из (6) и (7) вытекает уравнение для $\bar{I}(\tau, \eta)$:

$$\frac{d^2 \bar{I}(\tau, \eta)}{d\tau^2} = k^2 \bar{I}(\tau, \eta) - [3 + (1 - \omega_0) \beta_1] \frac{1}{\omega_0} S \exp\left(-\frac{\tau}{\eta}\right),$$

где

$$k^2 = (1 - \omega_0)(3 - \omega_0 \beta_1).$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\bar{I}(\tau, \eta) = C_1 \exp(-k\tau) + C_2 \exp(k\tau) + D \exp\left(-\frac{\tau}{\eta}\right). \quad (8)$$

Подставляя (8) в (7), можем получить выражение

$$\bar{H}(\tau, \eta) = [C_1 \exp(-k\tau) - C_2 \exp(k\tau)] \frac{k}{3 - \omega_0 \beta_1} - \frac{\omega_0}{4} S \exp\left(-\frac{\tau}{\eta}\right) \frac{\eta}{1 - k^2 \eta^2} (1 + (1 - \omega_0) \beta_1 \eta^2). \quad (9)$$

Чтобы найти коэффициенты C_1 , C_2 , входящие в (8), (9), нужно применить граничные условия. При $\tau = 0$ (на верхней границе) отсутствует диффузное излучение, падающее сверху, поэтому мы можем записать

$$\bar{H}(0, \eta) = \frac{1}{2} \int_{-1}^0 I(0, \mu, \eta) \mu d\mu = -\frac{1}{4} \int_{-1}^0 I(0, \mu, \eta) d\mu,$$

а следовательно

$$2\bar{H}(0, \eta) = -\bar{I}(0, \eta).$$

При $\tau = \tau_0$ на нижней границе имеем диффузное излучение, образованное отражающей ламбертовской поверхностью с альбедо A_0 . Обозначим через $I_r(\tau_0, \eta)$ интенсивность отраженного излучения, а через $I_s(\tau_0, \eta)$ — среднюю интенсивность диффузного излучения, падающего на поверхность. Отсюда запишем

$$I_r(\tau_0, \eta) = A_0 \left[I_s(\tau_0, \eta) + S \eta \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta}\right) \right].$$

Исходя из приближений

$$\bar{I}(\tau_0, \eta) = \frac{1}{2} (I_s(\tau_0, \eta) + I_r(\tau_0, \eta)),$$

$$\bar{H}(\tau_0, \eta) = \frac{1}{4} (I_s(\tau_0, \eta) - I_r(\tau_0, \eta)),$$

получим граничное условие при $\tau = \tau_0$:

$$\begin{aligned} & \bar{I}(\tau_0, \eta) - 2\bar{H}(\tau_0, \eta) = \\ & = A_0 [\bar{I}(\tau_0, \eta) + 2\bar{H}(\tau_0, \eta) + S \eta \exp(-\tau_0/\eta)]. \end{aligned}$$

Подставляя найденные функции $\bar{I}(\tau, \eta)$ и $\bar{H}(\tau, \eta)$ в уравнение (4) и решив его, получим выражение для $I(\tau, \mu, \eta)$. Появившаяся при этом константа интегрирования определяется из следующих граничных условий. Для интенсивности нисходящего излучения имеем нулевое граничное условие $I^\downarrow(\tau = 0, \eta, \mu) = 0$ (отсутствие диффузного излучения, падающего на верхнюю границу). Для интенсивности восходящего излучения учитываем отраженное от подстилающей поверхности диффузное излучение

$$I^\uparrow(\tau_0, -\mu, \eta) = A_0 [\bar{I}(\tau_0, \eta) + 2\bar{H}(\tau_0, \eta) + S \eta \exp(-\tau_0/\eta)].$$

Аналогичным образом можно решить уравнение для $I^1(\tau, \mu, \eta)$.

Конечные формулы для интенсивности восходящего и нисходящего излучений приведены в Приложении.

Интегральные по углу характеристики атмосферы можно получить непосредственно через функцию $\bar{H}(\tau, \eta)$ или $\bar{I}(\tau, \eta)$. Для альбедо атмосферы имеем

$$A(\eta) = -\frac{4}{S\eta} \bar{H}(0, \eta) = \frac{2}{S\eta} \bar{I}(0, \eta) = \frac{2}{S\eta} (C_1 + C_2 + D).$$

Пропускание атмосферы $V(\tau_0, \eta)$ при отсутствии отражения («черная» поверхность) равно отношению освещенности поверхности

$$4\pi \bar{H}(\tau_0, \eta) + \pi S \eta \exp(-\tau_0/\eta)$$

к освещенности верхней границы атмосферы $\pi S \eta$ [6]. При наличии отражающей поверхности с альбедо A_0 пропускание определяется из условия равенства падающего потока излучения разности освещенности поверхности $\pi S \eta V(\tau_0, \eta)$ и энергии, отраженной от нее, $A_0 \pi S \eta V(\tau_0, \eta)$, т.е.

$$4\pi\bar{H}(\tau_0, \eta) + \pi S\eta \exp(-\tau_0/\eta) = (1 - A_0)\pi S\eta V(\tau_0, \eta).$$

Отсюда получим

$$V(\tau_0, \eta) = \frac{1}{(1 - A_0)} \left[\frac{4}{S\eta} \bar{H}(\tau_0, \eta) + \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta}\right) \right]. \quad (10)$$

3. Дельта-приближение Эддингтона

Для сильно вытянутых индикатрис рассеяния (большие частицы, облака) изложенный выше метод может давать большие погрешности, так как в нем используются лишь два члена разложения [см. (2)]. Для повышения точности в [11] используется дельта-приближение индикатрисы рассеяния. В этом приближении пик в направлении вперед представляется дельта-функцией

$$\tilde{p} = 2f\delta(1 - \cos\gamma) + (1 - f)(1 + p_1 \cos\gamma), \quad (11)$$

где f — параметр, характеризующий долю рассеянного вперед излучения [при $f = 1$, $\tilde{p} = 2\delta(1 - \cos\gamma)$].

Введя индикатрису (11) в уравнение переноса, получим два интегродифференциальные уравнения для I_0 и I_1 [см. (4)], эквивалентных рассмотренным, в которых вместо ω_0 и τ появятся величины

$$\omega'_0 = \omega_0(1 - f)/(1 - \omega_0 f); \quad (12)$$

$$\tau' = (1 - \omega_0 f)\tau. \quad (13)$$

4. Двухпоточковый метод

Рассмотрим еще один приближенный метод расчета рассеянной радиации — так называемый двухпоточковый метод [7].

В общем виде уравнения для рассеянных восходящего и нисходящего потоков можно представить в виде

$$\frac{dF^+(\tau)}{d\tau} = \alpha_1 F^+(\tau) - \alpha_2 F^-(\tau) - \alpha_3 \omega_0 \pi F e^{-\tau/\eta_0},$$

$$\frac{dF^-(\tau)}{d\tau} = \alpha_2 F^+(\tau) - \alpha_1 F^-(\tau) + \alpha_4 \omega_0 \pi F e^{-\tau/\eta_0}.$$

Их легко решить с граничными условиями для $F^-(0)$ и $F^+(\tau_0)$, тогда выражение для полного пропускания радиации (прямой и рассеянной) для случая $\omega \neq 1$ задается в виде

$$T = (1 - G^2)e^{k\tau_0} / 1 - G^2 e^{2k\tau_0}, \quad (14)$$

где

$$G = (r - s)/(r + s), \quad r = 1 - \omega_0 f + \omega_0 b; \quad (15)$$

$$s = \left[(1 - \omega_0 f)^2 - \omega_0^2 b^2 \right]^{1/2}; \quad k = s/\eta;$$

коэффициенты b и f определяют долю излучения, рассеянного назад и вперед соответственно.

Аналогично приближению Эддингтона можно ввести дельта-двухпоточковый метод, тогда в (14), (15) вместо величин ω_0 , τ используются ω'_0 , τ' , вычисленные по формулам (12), (13).

5. Статистическое моделирование рассеянной радиации в полосах поглощения озона

Процесс моделирования распространения оптического излучения в дисперсных средах методом Монте-Карло достаточно подробно описан в [2]. В данной статье рассматривается алгоритм Монте-Карло, основанный на методе локальных оценок в схеме сопряженных блужданий [2]. Этот алгоритм был выбран, исходя из рекомендаций к выбору модификаций метода Монте-Карло [3], а также сравнения трудоемкости алгоритмов метода Монте-Карло для оценки характеристик УФ-потоков на поверхности Земли [17].

Идея алгоритмов метода Монте-Карло, построенных на сопряженных траекториях, основана на рассмотрении сопряженного уравнения переноса, применении теоремы оптической взаимности [2]. В этих алгоритмах начальная точка каждой траектории блуждания фотонов разыгрывается из области расположения приемника в прямой постановке задачи. Далее осуществляется расчет длины свободного пробега фотона, разыгрывается (или учитывается через весовой коэффициент) вероятность его поглощения элементами среды, пересчитываются направляющие косинусы нового направления движения и т.д. Для оценки искомого потока осуществляется расчет вероятности (локальная оценка потока) вылета фотона из среды через очередную точку рассеяния в направлении источника излучения по формуле

$$\psi_n = \frac{e^{-\tau(r_n)} g(-\omega^{(c)} \omega_n) q(r_n)}{2\pi} |\Omega|, \quad (16)$$

где n — порядковый номер «столкновения» в траектории частицы; $\tau(r_n)$ — оптическая длина отрезка от точки r_n до границы атмосферы в направлении $-\omega^{(c)}$ (направление на Солнце); ω_n — направление движения частицы перед «столкновением» в точке r_n ; $q(r) = \sigma_s(r)/\sigma(r)$, $\sigma(r)$ и $\sigma_s(r)$ — объемные коэффициенты ослабления и рассеяния излучения в атмосфере, $g(\mu)$ — нормированная атмосферная индикатриса рассеяния; Ω — величина телесного угла наблюдения. Оценкой искомого потока многократно рассеянного солнечного излучения является величина

$$I = M\xi, \quad \xi = \sum_{n=1}^N \psi_n,$$

где N — количество «столкновений» частицы в траектории.

Метод локальных оценок в схеме сопряженных траекторий (или метод сопряженных блужданий) имеет ряд достоинств [3]. Он сравнительно легко реализуется на ЭВМ, оценка (16) имеет конечную дисперсию. Кроме того, данный метод является эффективным при оценке интенсивности потоков по малым областям или в точке фазового пространства в освещенной области атмосферы. Основным его

недостатком является то, что он не позволяет вычислять вклад из каждой точки столкновения для нескольких произвольных точек наблюдения. Однако свойства симметрии задачи позволяют вычислять вклады от каждого столкновения в траектории одновременно для нескольких зенитных углов Солнца при условии неизменности апертурного угла и направления визирования приемника. Точность оценок потоков данным методом, при всех прочих равных условиях, возрастает с уменьшением $|\Omega|$.

6. Моделирование рассеянной радиации

Как уже указывалось выше, спектральный состав УФ-радиации в атмосфере в полосах А ($315 < \lambda < 400$ нм) и В ($280 < \lambda < 315$ нм) определяется поглощением озоном в полосах Хартли, Хитгинса, поглощением и рассеянием на аэрозолях и в облаках.

При моделировании атмосфера представлялась как однородная среда, ее параметры $[\omega_0, \rho(\cos\theta)]$ задавались усредненными по всем высотам. В качестве исходной модели использовалась оптическая модель LOWTRAN-7 [4], данные которой усреднялись по высоте, и затем использовалась в практических расчетах (табл. 1). Подстилающая поверхность принималась отражающей с альбедо 0,6. Входными данными являлись оптическая толщина и тип облачности (табл. 2), индикатриса рассеяния [4]. В качестве эталонного метода использовался метод Монте-Карло.

Таблица 1

Характеристики атмосферы [5]

ν , нм	τ	ω_0
0,28	$0,3737 \cdot 10^2$	0,1076
0,29	$0,1404 \cdot 10^2$	0,1930
0,30	4,861	0,3322
0,31	2,179	0,4970
0,32	1,479	0,6337
0,33	1,107	0,8673
0,34	0,9851	0,9297
0,35	0,8862	0,9816
0,36	0,8098	0,9933
0,37	0,7440	0,9959
0,38	0,6868	0,9957
0,39	0,6363	0,9954
0,40	0,5916	0,9952

Таблица 2

Характеристики облаков [13]

Форма облаков	Нижняя граница, км	Толщина, км	Коэффициент аэрозольного рассеяния ϵ
Облака верхнего яруса <i>Ci, Cc, Cs</i>	6	0,2–2	2,5
Облака среднего яруса <i>Ac, As</i>	3	0,2–2	10
Облака нижнего яруса <i>St, Sc</i>	0,5	0,2–0,8	40
<i>Ns</i>	0,5	1–2	20

На рис. 1 приведены результаты расчета пропускания атмосферы в ультрафиолетовой области спектра различными методами.

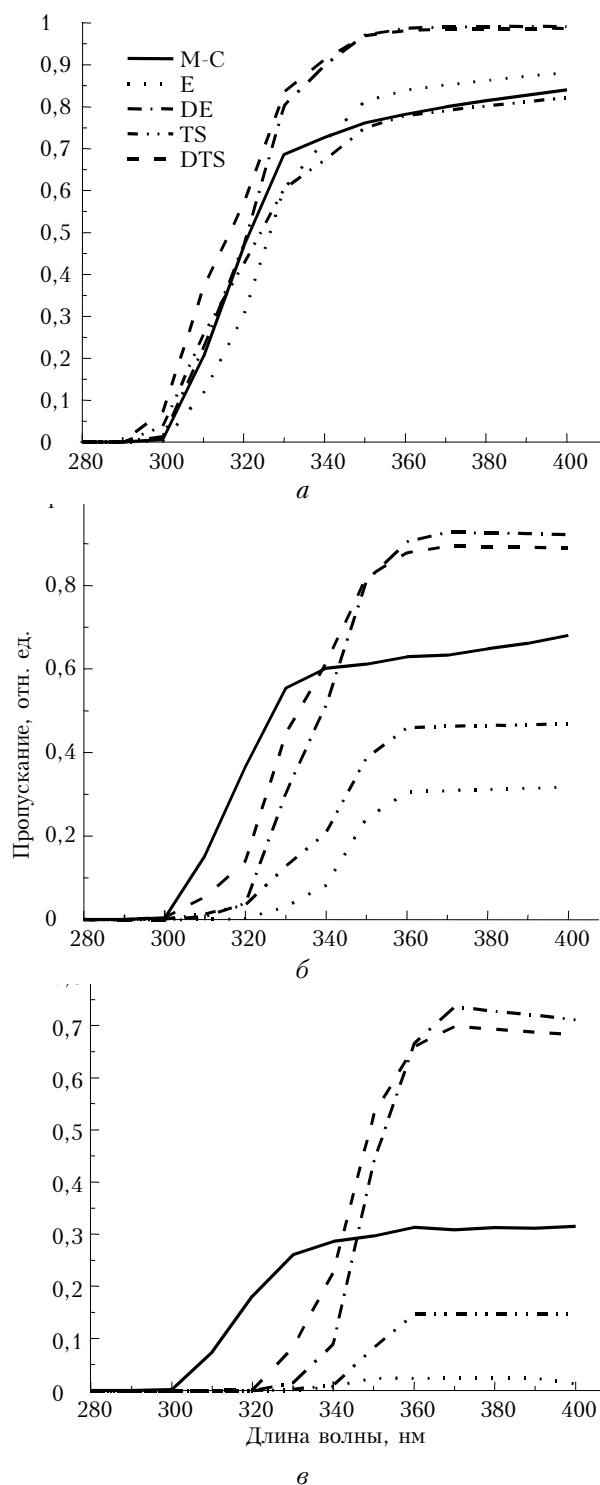


Рис. 1. Пропускание атмосферы, рассчитанное методами Монте-Карло (М–С), приближения Эддингтона (Е), приближения дельта-Эддингтона (DE), двухпоточкового приближения (TS) и дельта-двухпоточкового приближения (DTS) для случая безоблачной атмосферы (а), облаков верхнего яруса при толщине облака 2 км (б) и облаков среднего яруса при толщине облачности 2 км (в). Зенитный угол Солнца 40°

Из рис. 1,а видно, что наилучшее приближение к эталонному результату для безоблачной атмосферы дают методы Эддингтона и двухпоточный. Для облачной атмосферы наблюдается расхождение между приближенными методами и эталонным методом, что видно из рис. 1,б,в.

Для улучшения согласия между приближенным и точным методами были введены подгоночные параметры. Для этого вычисление диффузного пропускания производилось с использованием эффективных величин оптической толщи и альbedo однократного рассеяния, заданных следующими выражениями:

$$\omega'_0 = c_1 \omega_0; \tau' = c_2 \tau.$$

Коэффициенты c_1 , c_2 объявлялись подгоночными и определялись из сравнения результатов расчета с данными, полученными методом Монте-Карло. В качестве приближенного использовался метод Эддингтона. Выбор данного метода обусловлен тем, что он единственный позволяет проводить расчет не только потоков, но и интенсивностей.

Подгонка осуществлялась отдельно для разных типов облаков. Результаты расчета пропускания с использованием эффективных величин ω'_0 , τ' приведены на рис. 2, из которого видно, что достигается хорошее согласие и при толщине облака 1 км, хотя подгонка коэффициентов осуществлялась по крайним значениям облачности — 0,2 и 2,0 км.

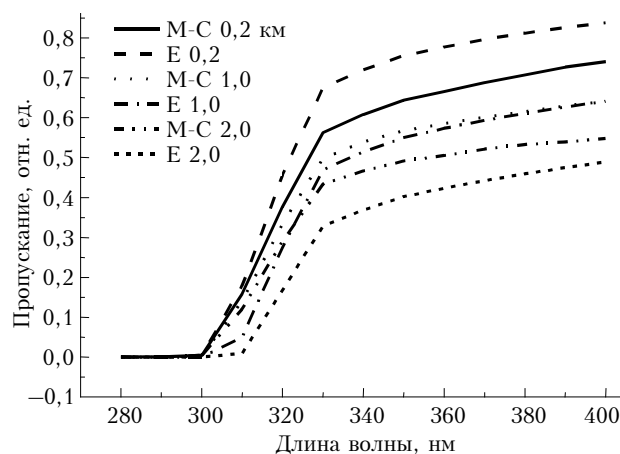


Рис. 2. Пропускание атмосферы, рассчитанное методами Монте-Карло и Эддингтона с использованием эффективных величин оптической толщи и альbedo однократного рассеяния, для облаков верхнего яруса при толщине облака 0,2; 1 и 2 км, зенитный угол Солнца 40°

Для безоблачной атмосферы получено абсолютное согласие результатов для всех рассматриваемых длин волн.

На рис. 3 приведены кривые подгоночных параметров c_1 и c_2 для облаков верхнего яруса (см. табл. 2), аналогичные кривые для безоблачной атмосферы похожи, с тем отличием, что они ближе к единице. Значение коэффициента c_2 при оптической толще меньше единицы. Это обусловлено, очевидно, тем фактом, что, несмотря на большую оптическую толщину, поглощение в облаках незначительно

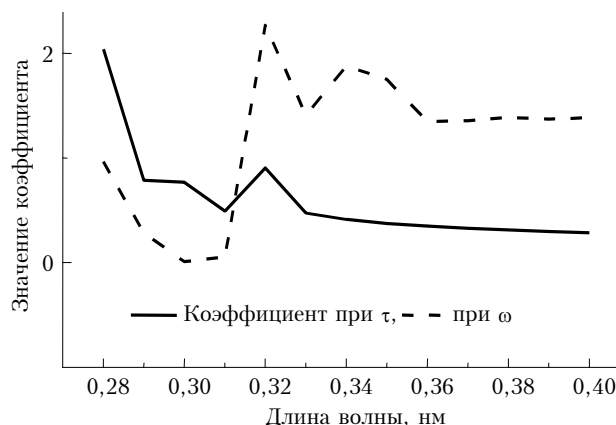


Рис. 3. Значения подгоночных коэффициентов для облаков верхнего яруса

и рассеяние в облаках происходит преимущественно вперед. Точность же метода Эддингтона при значительной асимметрии индикатрисы падает.

7. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования интенсивности рассеянной УФ-радиации для безоблачной атмосферы

В начале 90-х гг. в Томском государственном университете был разработан спектрофотометр для измерения интегральной интенсивности УФ-излучения [14]. Этот прибор используется с 1994 г. для проведения регулярных наблюдений за потоками солнечной УФ-радиации на поверхности Земли в г. Томске. Наблюдения за потоками УФ-радиации проводились в двух спектральных областях. Светофильтры, соответствующие этим областям, имеют максимумы пропускания при 353 (область А) и 281 нм (область В) и полуширины полос пропускания 63 и 24 нм соответственно. В качестве приемной антенны использовался кварцевый полушар КУ-2, обращенный вверх выпуклой стороной. Эта антенна обеспечивает сбор излучения в телесном угле с конусом сбора излучения 110°. Приемником излучения являлся фотоумножитель с теллуру-рубидиевым фотокатодом ФЭУ-170. Измерения интенсивности потоков УФ-радиации осуществлялись в относительных единицах. Для получения градуировочных кривых использовались данные синхронных измерений интенсивности солнечной УФ-радиации описанным прибором и ультрафиолетовым биологическим фотометром УБФ, разработанным группой Н.Д. Лазарева [15].

Наблюдения за потоками УФ-радиации проводились следующим образом. Спектрофотометр устанавливался на горизонтальную поверхность, приемная антенна направлялась в зенит. Наблюдения проводились для высот Солнца, кратных пяти (5, 10, 15° и т.д.) в областях А и В ультрафиолета. Для каждой из спектральных областей проводилась серия из пяти измерений с различными коэффициентами

усиления ФЭУ. Каждое из полученных значений пересчитывалось с помощью градуировочных кривых в абсолютные значения, выраженные в Вт/м². Результатом наблюдения считалось среднее значение по серии из пяти измерений.

Чтобы избежать влияния облачного покрова и для сглаживания годового хода ОСО (исследование влияния этих параметров на интенсивность УФ-радиации выходит за рамки данной статьи), для дальнейших исследований были отобраны результаты измерений, полученные в летний (с мая по октябрь) и зимний (с ноября по март) периоды при почти безоблачной атмосфере (общая облачность 0–2 балла, облачность нижнего яруса – 0 баллов). При получении средних значений данные за апрель не рассматривались, так как этот месяц является переходным от зимнего периода к летнему и при наблюдениях возможно как присутствие, так и отсутствие снежного покрова, что существенно влияет на уровень интенсивности рассеянной УФ-радиации на поверхности Земли [16].

В связи с тем что, начиная с высоты Солнца 35°, прибор вместе с рассеянным излучением начинает улавливать прямое излучение, экспериментальные данные были взяты в диапазоне высот Солнца 5–30°. Отобранные данные наблюдений были усреднены

для каждой высоты Солнца. Таким образом, из результатов экспериментальных наблюдений были получены средние значения интенсивности УФ-радиации в зимний и летний периоды для высот Солнца менее 35° в условиях безоблачной атмосферы.

Расчет интенсивности рассеянной УФ-радиации осуществлялся методом Монте-Карло [17]. При реализации данного метода использовался алгоритм локальной оценки в схеме сопряженных блужданий. При расчете применялись 32-уровневые модели атмосферы, генерируемые с помощью пакета прикладных программ LOWTRAN-7 [4], соответствующие условиям средней широты с континентальным типом аэрозоля и дальностью видимости в приземном слое атмосферы 35 км. Для зимних условий значение альbedo подстилающей поверхности равнялось 0,6, закон отражения задавался «по Ламберту». При расчете также учитывались геометрические и оптические характеристики прибора и условий наблюдения.

Расчет интенсивности рассеянного УФ-излучения проводился для сферической модели атмосферы. Значения интенсивности потоков УФ-радиации рассчитывались в спектральном диапазоне 290–395 нм с шагом 5 нм. Относительная среднеквадратическая погрешность полученных результатов не превышала 5%.

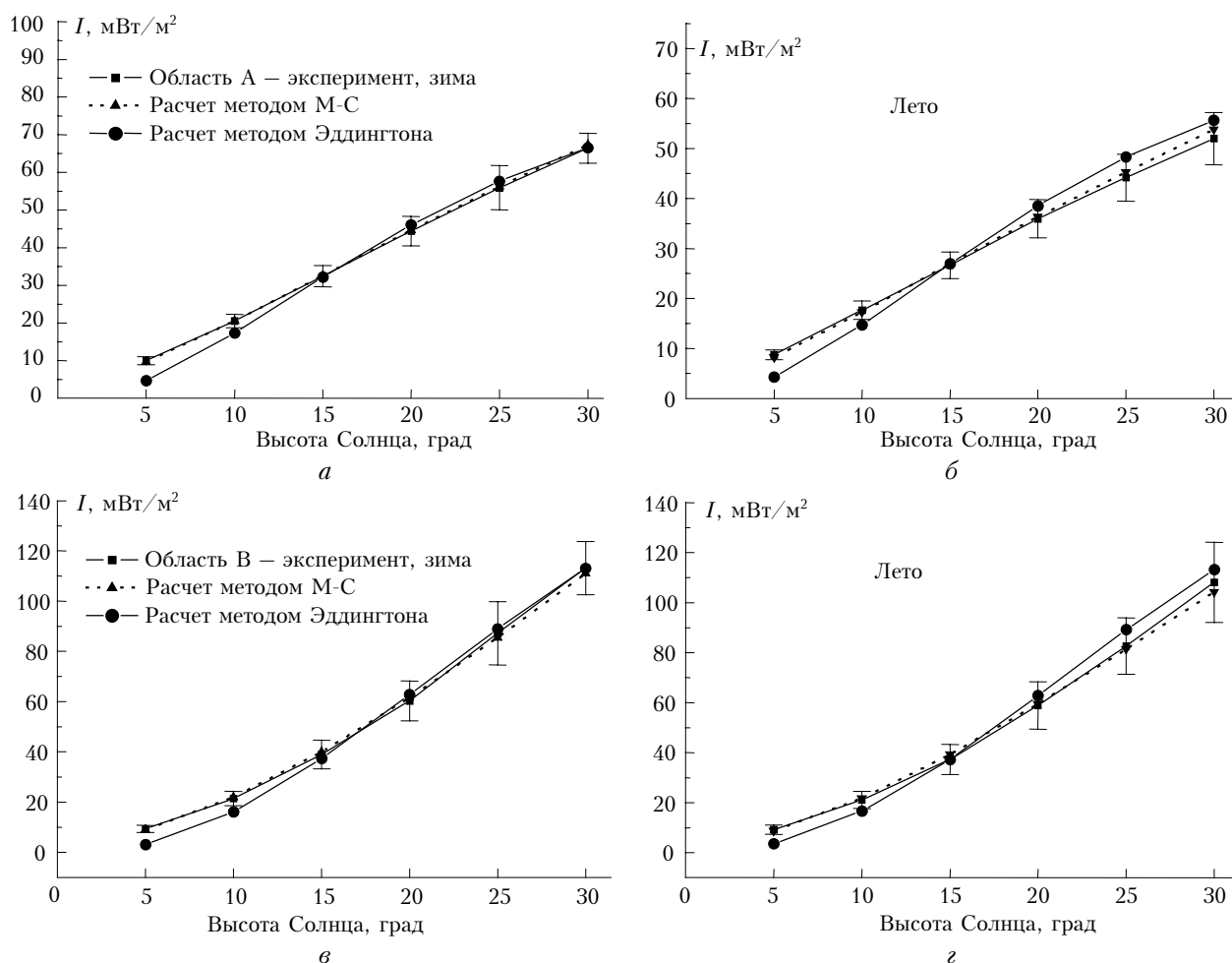


Рис. 4. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов для полос А (а, б) и В (в, г)

Расчет методом Эддингтона осуществлялся для тех же условий (с учетом альbedo подстилающей поверхности), но при этом использовалась плоскопараллельная модель атмосферы. Данным фактом можно объяснить увеличение расхождения результатов в области малых высот Солнца. Геометрические характеристики прибора не позволили получить значение потока непосредственно из (15), поэтому проводился расчет интенсивностей излучения для различных высот Солнца с последующим интегрированием по углу. Результаты сравнения экспериментальных данных и расчетов методом Монте-Карло и Эддингтона приведены на рис. 4.

Заключение

Полученные результаты моделирования позволяют сделать вывод о применимости приближенного метода Эддингтона для описания потоков рассеянной УФ-радиации атмосферы для случая безоблачной и облачной атмосферы. Расхождения между приближенным и эталонным (Монте-Карло) методами для пропускания составляют примерно 0,1 абсолютной величины для безоблачной атмосферы и увеличиваются до 0,3 для облаков верхнего яруса, при этом приближение Эддингтона дает заниженные значения пропускания. Для многих практических задач такая точность вполне приемлема.

Сравнение с экспериментальными данными для безоблачной атмосферы подтверждает справедливость применимости приближенного метода для описания рассеянной радиации в ультрафиолетовой области спектра. Полученный результат можно уверенно экстраполировать и на облачную атмосферу, так как приближенный метод разработан, прежде всего, для облачной атмосферы.

Статья подготовлена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-07-90175) и фонда Программы ЕС ИНКО КОПЕРНИКУС-2 (проект ИСИРЕМ, контракт ISA2 СТ- 2000 – 10024).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Коэффициенты отражения и пропускания атмосферы

Введем коэффициенты отражения $\rho(\tau, \mu, \eta, \varphi)$ и пропускания $\sigma(\tau, \mu, \eta, \varphi)$:

$$I^{\uparrow}(\tau, -\mu, \eta, \varphi) = S\eta\rho(\tau, -\mu, \eta, \varphi),$$

$$I^{\downarrow}(\tau, \mu, \eta, \varphi) = S\eta\sigma(\tau, \mu, \eta, \varphi),$$

где $I^{\uparrow}, I^{\downarrow}$ - интенсивность восходящего и нисходящего излучения.

Коэффициенты ρ и σ представляют собой отношение интенсивности излучения диффузно отраженного (или пропущенного) атмосферой к интенсивности излучения $S\eta$, рассеянного абсолютно белым ортотропным экраном, расположенным горизонтально на верхней границе атмосферы [6].

Коэффициенты ρ и σ в соответствии с (3) представим в форме

$$\rho(\tau, -\mu, \eta, \varphi) = \rho_0(\tau, -\mu, \eta) + \rho_1(\tau, -\mu, \eta)\cos\varphi;$$

$$\sigma(\tau, \mu, \eta, \varphi) = \sigma_0(\tau, \mu, \eta) + \sigma_1(\tau, \mu, \eta)\cos\varphi,$$

где $\rho_0, \rho_1, \sigma_0, \sigma_1$ - усредненные по азимуту величины.

Приведем формулы для ρ_0 и ρ_1 , которые следуют из решения уравнения (1) приближенным методом:

$$\begin{aligned} \rho_0(\tau, -\mu, \eta) = & e^{-(\tau_0-\tau)/\mu} \times \\ & \times A_0 \left[C_1(1+b)e^{-k\tau_0} + C_2(1-b)e^{k\tau_0} + (1-L)e^{-\tau_0/\eta} \right] + \\ & + \omega_0 C_1 \frac{1-p_1\mu}{1+\mu k} \frac{b}{2} \left(e^{-\tau k} - e^{-(\tau_0-\tau)/\mu} e^{-\tau_0 k} \right) + \\ & + \omega_0 C_2 \frac{1+p_1\mu}{1-\mu k} \frac{b}{2} \left(e^{\tau k} - e^{-(\tau_0-\tau)/\mu} e^{\tau_0 k} \right) + \\ & + \frac{\omega_0}{\eta+\mu} \left[D_1 + p_1\mu\eta\Phi + \frac{1}{4}p(-\mu, \eta) \right] \left(e^{-\tau/\eta} - e^{-(\tau_0-\tau)/\mu} e^{-\tau_0/\eta} \right), \\ \rho_1(\tau, -\mu, \eta) = & \omega_0 p_1 \sqrt{1-\mu^2} \left[\frac{C_3}{1+\mu k_1} \left(e^{-\tau k_1} - e^{-(\tau_0-\tau)/\mu} e^{-\tau_0 k_1} \right) + \right. \\ & + \frac{C_4}{1-\mu k_1} \left(e^{\tau k_1} - e^{-(\tau_0-\tau)/\mu} e^{\tau_0 k_1} \right) + \\ & \left. + \frac{4D_2 + \sqrt{1-\eta^2}}{4(\mu+\eta)} \left(e^{-\tau/\eta} - e^{-(\tau_0-\tau)/\mu} e^{-\tau_0/\eta} \right) \right], \end{aligned}$$

где

$$p_1 = \frac{3}{2} \int_0^{\pi} p(\gamma) \cos\gamma \sin\gamma d\gamma$$

– первый коэффициент разложения индикатрисы рассеяния;

$$p(-\mu, \eta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p(\gamma) d\varphi$$

– усредненная по азимуту индикатриса рассеяния;

$$C_1 = \frac{\omega_0}{4} \frac{1}{1-k^2\eta^2} \frac{1}{\Delta} \left\{ n_1[(1+b) - A_0(1-b)] e^{k\tau_0} + \right.$$

$$\left. + (1-b)(n_2 + A_0 n_1) e^{-\tau_0/\eta} \right\} - A_0 \frac{1-b}{\Delta} e^{-\tau_0/\eta},$$

$$C_2 = -\frac{\omega_0}{4} \frac{1}{1-k^2\eta^2} \frac{1}{\Delta} \left\{ (1-b)(n_2 + A_0 n_1) e^{-\tau_0/\eta} + \right.$$

$$\left. + n_1[(1-b) - A_0(1+b)] e^{-k\tau_0} \right\} + A_0 \frac{1+b}{\Delta} e^{-\tau_0/\eta},$$

$$C_3 = \frac{1}{R} \left\{ \left(1 - \frac{2}{3}k_1 \right) \left[\frac{\pi}{8} A_0 + m \left[\left(1 - \frac{2}{3\eta} \right) - \right. \right. \right.$$

$$\left. \left. - A_0 \left(1 + \frac{2}{3\eta} \right) \right] \right\} e^{-\tau_0/\eta} - m\omega_2 \left(1 + \frac{2}{3\eta} \right) e^{k_1\tau_0} \left. \right\},$$

$$C_4 = -\frac{1}{R} \left\{ \left(1 + \frac{2}{3} k_1 \right) \left[\frac{\pi}{8} A_0 + m \left[\left(1 - \frac{2}{3\eta} \right) - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - A_0 \left(1 + \frac{2}{3\eta} \right) \right] \right] e^{-\tau_0/\eta} - m\omega_1 \left(1 + \frac{2}{3\eta} \right) e^{-k_1\tau_0} \right\}; \\ D_1 = -\frac{\omega_0 \eta^2 [3 + (1 - \omega_0)p_1]}{4(1 - k^2\eta^2)}, D_2 = -m\eta; \\ \Phi = \frac{\omega_0}{4} \frac{1 + (1 - \omega_0)p_1\eta^2}{1 - k^2\eta^2}; \\ L = \frac{\omega_0}{4} \frac{n_1}{1 - k^2\eta^2}; \\ b = \frac{2k}{3 - \omega_0 p_1}; \quad k = \sqrt{(1 - \omega_0)(3 - \omega_0 p_1)}; \\ n_1 = 2 + 3\eta + (1 - \omega_0)p_1\eta(1 + 2\eta), \\ n_2 = 2 - 3\eta - (1 - \omega_0)p_1\eta(1 - 2\eta); \\ m = \frac{3\pi^2}{128} p_1\omega_0 \sqrt{1 - \eta^2} \frac{\eta}{1 - k_1^2\eta^2}; \\ \Delta = (1 + b)[(1 + b) - A_0(1 - b)] e^{k_1\tau_0} - \\ - (1 - b)[(1 - b) - A_0(1 + b)] e^{-k_1\tau_0}; \\ k_1 = \sqrt{3 \left(1 - \frac{\pi^2}{32} \omega_0 p_1 \right)}; \\ R = \omega_1 \left(1 - \frac{2}{3} k_1 \right) e^{-k_1\tau_0} - \omega_2 \left(1 + \frac{2}{3} k_1 \right) e^{k_1\tau_0}; \\ \omega_1 = \left(1 - \frac{2}{3} k_1 \right) - A_0 \left(1 + \frac{2}{3} k_1 \right), \\ \omega_2 = \left(1 + \frac{2}{3} k_1 \right) - A_0 \left(1 - \frac{2}{3} k_1 \right).$$

Формулы для коэффициентов пропускания σ_0 и σ_1 имеют вид

$$\sigma_0(\tau, \mu, \eta) = \omega_0 \frac{1 + p_1\mu b/2}{1 - \mu k} C_1 (e^{-\tau k} - e^{-\tau/\mu}) + \\ + \omega_0 \frac{1 - p_1\mu b/2}{1 + \mu k} C_2 (e^{\tau k} - e^{-\tau/\mu}) + \\ + \omega_0 \left(D_1 - p_1\mu\eta\Phi + \frac{1}{4} p(\mu, \xi) \right) \frac{e^{-\tau/\mu} - e^{-\tau/\eta}}{\mu - \eta}; \\ \sigma_1(\tau, \mu, \eta) = \omega_0 p_1 \sqrt{1 - \mu^2} \left(\frac{C_3}{1 - \mu k_1} (e^{-\tau k_1} - e^{-\tau/\mu}) + \right. \\ \left. + \frac{C_4}{1 + \mu k_1} (e^{\tau k_1} - e^{-\tau/\mu}) + \right. \\ \left. + \left(D_2 + \frac{1}{4} \sqrt{1 - \eta^2} \right) \frac{(e^{-\tau/\mu} - e^{-\tau/\eta})}{\mu - \eta} \right).$$

V.V. Belov, M.V. Vinariskii, I.I. Ippolitov, M.V. Kabanov, A.V. Milyakov, A.A. Mitsel. **Approximate methods for simulation of diffuse radiation.**

The Eddington model approximation for calculation of diffuse ultraviolet radiation is considered. All necessary formulas for modeling are derived, and a computer code is developed. Two-stream approximation is considered as well. Comparison with the Monte Carlo method and experimental data show, satisfactory agreement, and applicability of the Eddington model approximation to solution of practical problems in the ultraviolet region is demonstrated.

1. *Белинский В.А., Гараджа М.П., Меженная Л.М., Незваль Е.И.* Ультрафиолетовая радиация Солнца и неба. М.: Изд-во МГУ, 1968. 228 с.
2. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике* / Под общей ред. акад. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 216 с.
3. *Назаралиев М.А.* Статистическое моделирование радиационных процессов в атмосфере. Новосибирск: Наука, 1990. 227 с.
4. *Kneisys F.X. et al.* User Guide to LOWTRAN-7, ARGL-TR-86-01777. ERP № 1010 / Nansom AFB, MAO1731.
5. *Смеркалов В.А.* Прикладная оптика атмосферы. СПб.: Гидрометеоздат, 1997. 334 с.
6. *Соболев В.В.* Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 331 с.
7. *Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах.* Стандартные методы расчета / Под ред. Ж. Ленобль. Л.: Гидрометеоздат, 1990. 264 с.
8. *Зуев В.Е., Белов В.В., Веретенников В.В.* Теория систем в оптике дисперсных сред. Томск: Изд-во «Спектр» ИОА СО РАН, 1997. 402 с.
9. *Белинский В.А., Андриенко Л.М.* Упрощенная радиационная модель атмосферы в ультрафиолетовой области спектра // Радиационные процессы в атмосфере и на земной поверхности. Л.: Гидрометеоздат, 1974. С. 273–276.
10. *Кабанов М.В.* Формулы для потоков прямого и рассеянного солнечного излучения в безоблачной атмосфере // Оптика атмосфер. и океана. 1999. Т. 12. № 4. С. 303–308.
11. *Joseph J.H. and Wiscombe W.J.* The Delta-Eddington approximation for radiative flux transfer // J. Atmos. Sci. 1976. V. 33. P. 2452–2459.
12. *Molina L.T., Molina L.J.* Absolute absorption cross section of ozone in the 185 to 350 nm wavelength range // J. Geoph. Res. D. 1986. V. 91. N 13. P. 14501–14508.
13. *Облака и облачная атмосфера: Справочник* / Под ред. И.П. Мазина, А.Х. Хргиана. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 646 с.
14. *Елисеев А.А., Ипполитов И.И., Кабанов М.В., Колесник А.Г., Раводина О.В., Редькина Н.В., Теодорович З.С.* Исследования ультрафиолетовой радиации на поверхности Земли // Оптика атмосфер. и океана. 1994. Т. 7. № 5. С. 8–12.
15. *Лазарев Д.Н., Дементьева Т.Н.* Интегральные изменения естественной ультрафиолетовой радиации // Радиационные процессы в атмосфере и на земной поверхности. Л.: Гидрометеоздат, 1974. С. 250–254.
16. *Винарский М.В.* Сравнение экспериментальных данных и расчета интенсивности рассеянной ультрафиолетовой радиации на поверхности Земли для безоблачной атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14. № 3. С. 218–222.
17. *Винарский М.В., Белов В.В.* Сравнение эффективности алгоритмов прямого моделирования и метода локального счета в схеме сопряженных блужданий для оценки УФ-потоков на поверхности Земли // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14. № 12. С. 1157–1161.