

УДК 519.85;551.521.3

**МОДЕЛИРОВАНИЕ УХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ
ПОВЕРХНОСТИ В УСЛОВИЯХ СФЕРИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЫ****А.И. Клименко, И.Ю. Гендрина (Томск)****Введение**

Перенос излучения в атмосфере является важным физическим процессом, оказывающим влияние на климатическую систему Земли. Для анализа энергетического баланса и оценки климатических изменений необходимо адекватное моделирование радиационных потоков с учётом взаимодействия излучения с атмосферой и подстилающей поверхностью.

Традиционно широко применяются плоскопараллельные модели атмосферы, которые хорошо работают при небольших углах наблюдения и ограниченных оптических толщинах. Однако современные публикации показывают, что при больших зенитных углах использование плоскопараллельного приближения приводит к существенным погрешностям [1]. Для более точного учета геометрии атмосферы и изменения толщины атмосферы по направлению распространения излучения необходимо использовать сферические модели [2, 3].

Влияние естественных и антропогенных аэрозолей на характеристики уходящего излучения и региональный климат подробно рассматривается в современных исследованиях [4, 5, 6], что подчёркивает необходимость учета аэрозольной компоненты атмосферы при моделировании радиационных потоков.

Целью данной работы является моделирование переноса излучения в сферической атмосфере и анализ интегральных характеристик уходящего излучения подстилающей поверхности с учётом различных оптико-геометрических характеристик аэрозольной и молекулярной компонент атмосферы, а также поверхности.

В приближении лучевой оптики задачи теории переноса излучения в атмосфере и океане с учетом многократного рассеяния и детализированной радиационной модели среды, как правило, описываются интегро-дифференциальными уравнениями с соответствующими граничными условиями [7]. Но решение таких уравнений при учете реальных условий – пространственной неоднородности, комплексной структуры атмосферы – зачастую оказывается затруднительным или невозможным с применением аналитических методов. В связи с этим актуальным является использование численных методов, в частности, методов Монте-Карло, основанных на прямом статистическом моделировании.

Метод Монте-Карло предполагает воспроизведение функционирования вероятностной модели физического процесса с использованием электронных вычислительных средств. В контексте переноса излучения данный подход реализуется через моделирование траекторий отдельных фотонов в поглощающей и рассеивающей среде.

Использование прямого моделирования позволяет получать интегральные и статистические характеристики радиационных потоков, включая математические ожидания, дисперсии и ковариации соответствующих величин. В данной работе основной акцент сделан на вычислении потоков излучения через верхнюю границу атмосферы и подстилающую поверхность при различных оптико-геометрических параметрах среды.

1. Постановка задачи

Рассмотрим излучение точечного источника, расположенного на поверхности Земли. При моделировании были использованы следующие распределения направлений излучения: мононаправленное, изотропное и ламбертовское. Для мононаправленного источника зенитный угол излучения всегда равен 0. Для изотропного источника интенсивность излучения одинаковая по всем направлениям. Для ламбертовского источника сила излучения в направлении зенитного угла θ изменяется по закону косинусов: $I = I_0 \cos \theta$, где I_0 – интенсивность излучения источника. Плотность распределения направлений излучения изотропного и ламбертовского источников представлена формулами (1) и (2) соответственно [8]:

$$f(\mu, \varphi) = \frac{1}{2\pi}, \quad (1)$$

$$f(\mu, \varphi) = \frac{\mu}{\pi}, \quad (2)$$

где μ – косинус зенитного угла θ , $\mu \in [0; 1]$,

φ – азимутальный угол, $\varphi \in [0; 2\pi]$.

В работе рассмотрены пять длин волн излучения из интервала от 0.55 до 1.06 микрометров, которые находятся в окнах прозрачности, то есть для них можно пренебречь поглощением газами в атмосфере.

При моделировании переноса излучения в атмосфере методом Монте-Карло пространство среды обычно разделяют на слои с постоянными оптическими свойствами. В работе была использована сферическая слоисто-однородная модель атмосферы, в которой границы слоёв являются концентрическими сферами с центром в центре Земли. Модель позволяет более точно учитывать геометрию атмосферы.

Ранее, в рамках работы [9], была реализована плоскопараллельная модель атмосферы, в которой границы слоёв являлись плоскостями, параллельными подстилающей поверхности. Слои также предполагались горизонтально однородными. В настоящем исследовании сферическая модель применяется с теми же оптическими параметрами, что и в плоскопараллельной, что позволяет провести сравнение и оценить влияние геометрии атмосферы на интегральные характеристики уходящего излучения.

Нижняя граница среды представляет собой поверхность Земли, верхняя граница находится на высоте 100 км над поверхностью. В качестве протяженных приемников излучения рассматриваются верхняя и нижняя границы среды.

На рис. 1 и 2 схематично представлены плоскопараллельная и сферическая модели атмосферы соответственно. Пунктирные линии – границы однородных слоев атмосферы.

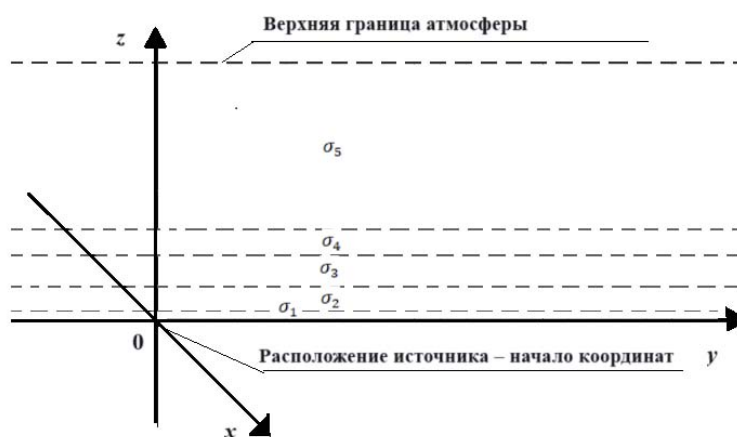


Рис. 1. Плоскопараллельная модель атмосферы

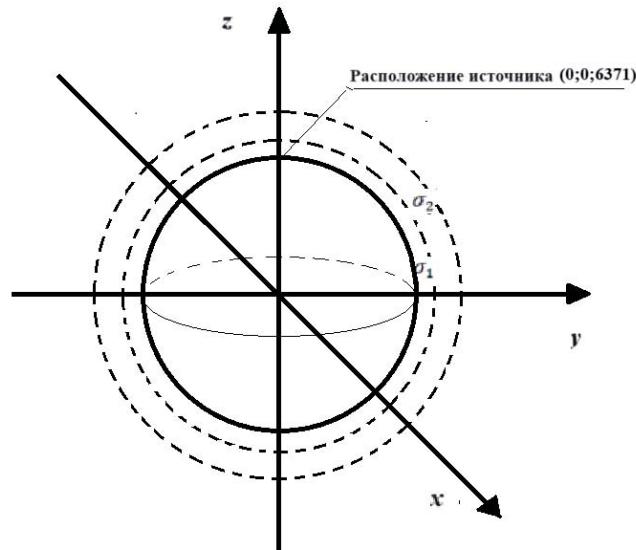


Рис. 2. Сферическая модель атмосферы

Оптические характеристики аэрозольно-молекулярной атмосферы были заданы согласно моделям [10, 11].

Для описания аэрозольной компоненты атмосферы использовались следующие исходные данные: значения коэффициентов ослабления излучения σ (табл. 1), альbedo однократного рассеяния (табл. 2) и индикатриса рассеяния в табличной форме. Индикатриса рассеяния представляет собой плотность распределения направлений рассеяния фотонов после их взаимодействия со средой. Для получения функции распределения углов рассеяния, используемой при моделировании, было выполнено численное интегрирование методом трапеций.

Таблица 1 – Коэффициенты аэрозольного ослабления потока

высота, км	(0;3)	[3;13)	[13;25)	[25;35)	[35;100)
σ	0,1	0,0025	0,000218	0,0003	0

Таблица 2 – Альbedo однократного рассеяния

длина волны, мкм высота, км	0,55	0,633	0,694	0,86	1,06
(0;13]	0,891	0,883	0,879	0,841	0,804
[13;100]	1	1	1	1	1

Коэффициенты молекулярного рассеяния [11] были вычислены на основе значений давления и температуры на различных высотах (табл. 3) по формулам:

$$\sigma_s(i) = \frac{1}{2} (s_p(i) + s_p(i+1)),$$

$$s_p(i) = s_r \cdot \frac{P(i)}{1013} \cdot \frac{273.16}{T(i)},$$

$$s_r = \frac{1}{\lambda^2 (938.076 \cdot \lambda^2 - 10.8426)},$$

где λ – длина волны излучения,

$P(i)$ – давление в i -том слое атмосферы, GPa,

$T(i)$ – давление в i -том слое атмосферы, °K.

Таблица 3 – Значения температуры и давления на различных высотах

высота (км)	T, °K	P, GPa
0	1013	294,2
1	902	289,7
2	802	285,2
3	710	279,2
4	628	273,2
5	554	267,2
6	487	261,2
7	426	254,7
8	372	248,2
9	324	241,7
10	281	235,3
11	243	228,8
12	209	222,3
13	179	215,8
14	153	215,7
15	130	215,7
16	111	215,7
17	95	215,7
18	81,2	216,8
19	69,5	217,9
20	59,5	219,2
25	27,7	225,1
30	13,2	233,7

Индикатриса молекулярного рассеяния была задана аналитически в виде функции плотности распределения направлений рассеяния [8]:

$$g(\mu) = \frac{3}{8}(1 + \mu^2),$$

где μ – косинус зенитного угла θ , $\mu \in [-1; 1]$.

В работе было учтено переотражение излучения от подстилающей поверхности. При его моделировании принимались во внимание такие характеристики поверхности, как альbedo и тип отражения. Рассмотрены зеркальный, изотропный и ламбертовский типы отражения. Зеркальное отражение происходит по следующему закону: угол падения света равен углу его отражения. Плотность распределения направлений отраженного излучения при изотропном и ламбертовском отражении представлена формулами (1) и (2) соответственно.

2. Моделирование

В результате численного и аналитического интегрирования аэрозольной и молекулярной индикатрис были получены значения соответствующих функций распределения для заданных косинусов угла рассеяния. Для построения общей функции распределения была вычислена их взвешенная сумма с учётом относительного вклада аэрозольной и молекулярной составляющих.

Взвешенная функция распределения направлений рассеяния:

$$F(\mu, r) = \sum_j \frac{\sigma_s^{(j)}(r) \cdot F_j(\mu, r)}{\sigma_s(r)},$$

где μ – косинус зенитного угла θ , $\mu \in [-1; 1]$,

r – точка пространства

j – номер рассеивающей компоненты атмосферы.

Для получения косинуса угла рассеяния частицы был использован метод обратного преобразования [8]: генерируется случайная величина, равномерно распределённая на интервале от 0 до 1, интерпретируемая как значение функции распределения. На ее основе определяется соответствующий случайный косинус угла рассеяния.

Моделирование переноса излучения в данной работе реализовано с учётом геометрических особенностей сферической атмосферы. Одним из ключевых отличий при переходе к сферической геометрии является необходимость учёта кривизны атмосферы при расчёте длины свободного пробега частицы. Для фотона, движущегося в заданном направлении, расстояние до ближайшей границы слоя определяется как минимальный положительный корень уравнения пересечения луча, соответствующего направлению частицы, со сферической поверхностью:

$$(x_1 + at - x_0)^2 + (y_1 + bt - y_0)^2 + (z_1 + ct - z_0)^2 - R^2 = 0,$$

где (x_0, y_0, z_0) – начало координат,

(x_1, y_1, z_1) – координаты текущего положения частицы,

(a, b, c) – координаты, задающие направление полета частицы,

R – радиус сферы границы слоя.

В случае если частица достигает поверхности Земли и происходит отражение, дальнейшее направление её движения определяется в зависимости от типа отражения. Для зеркального отражения направление рассчитывается на основе закона равенства углов падения и отражения по формуле [8]:

$$\omega_{\text{отр.}} = \omega - 2\langle \omega, s \rangle \cdot s,$$

где s – вектор нормали к поверхности, направленный в точку столкновения,

ω – направление частицы.

В случае изотропного и ламбертовского отражения направление полета частицы после отражения от поверхности не зависит от ее изначального направления. Оно выбирается случайным образом в соответствии с соответствующей функцией распределения.

Для задания нового направления полёта производится переход во вспомогательную систему координат, основанную на ортонормированном базисе, построенном в точке отражения (рис. 3):

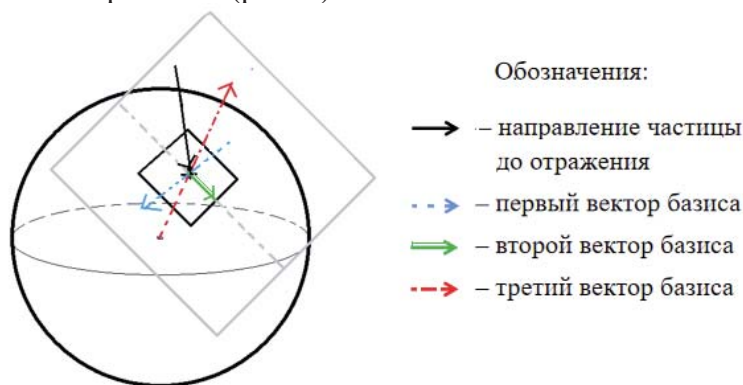


Рис. 3. Схема построения вспомогательного ортонормированного базиса в точке отражения

1. Третий вектор – это нормированный вектор от центра Земли к точке столкновения.
2. Второй вектор – это пересечение двух плоскостей. Первая определяется точкой начала координат, направлением движения частицы до отражения и третьим вектором базиса, вторая перпендикулярна первому вектору базиса.
3. Первый вектор – это векторное произведение второго и третьего векторов базиса.

В этой новой системе координат зенитный угол отражённой частицы соответствует углу между направлением её движения и нормалью к поверхности. Базис вспомогательной системы координат $\{\bar{e}_1, \bar{e}_2, \bar{e}_3\}$ и базис глобальной $\{\bar{e}_1', \bar{e}_2', \bar{e}_3'\}$ связаны между собой симметричными формулами

$$\bar{e}_i' = \sum_{j=1}^3 a_{ij} \bar{e}_j, \quad i = \overline{1,3},$$

$$\bar{e}_i = \sum_{j=1}^3 a'_{ij} \bar{e}_j', \quad i = \overline{1,3},$$

где невырожденные матрицы перехода $A = [a_{ij}]$ и $A' = [a'_{ij}]$ являются взаимно обратными, i -й столбец матрицы A образуют координаты вектора $\bar{e}_i'$ в базисе $\{\bar{e}_1, \bar{e}_2, \bar{e}_3\}$.

Зная координаты x_i направления отраженной частицы в старом базисе, строим систему уравнений для нахождения координат x'_i в новом:

$$x'_i = \sum_{j=1}^3 a'_{ij} x_j, \quad i = \overline{1,3}.$$

Далее с помощью метода Крамера решаем эту систему уравнений и находим матрицу перехода A . После этого находим координаты x'_i , которые соответствуют направлению движения частицы после отражения в глобальной системе координат.

3. Результаты

Прямое статистическое моделирование позволяет получать оценки различных интегральных характеристик переноса излучения в атмосфере. В частности, в данной работе были вычислены потоки излучения через верхнюю границу атмосферы и подстилающую поверхность.

Поток частиц Φ (интенсивность излучения) определяется следующим образом: величина $\Phi(r, \omega) ds d\omega$ равна среднему числу частиц, пересекающих площадку ds , ориентированную перпендикулярно ω в точке r , имея направление движения $[\omega, \omega + d\omega]$.

Среднее число пересечений некоторой области S в интервале направлений Ω_i дает оценку интеграла [7]:

$$\int_S ds \int_{\Omega_i} \Phi(r(s), \omega) |\omega, n_s| d\omega.$$

Если эти пересечения учитывать с весом $1/(n_s, \omega)$, то есть с учетом направления пересечения, то получаем оценку такого интеграла:

$$\int_S ds \int_{\Omega_i} \Phi(r(s), \omega) d\omega. \quad (3)$$

Таким образом, в рамках моделирования можно оценивать средние значения интегральных характеристик, таких как поток излучения или плотность столкновений. В данной работе были найдены потоки излучения через верхнюю границу атмосферы и подстилающую поверхность, которые выражаются интегралом (3).

В ходе моделирования были также получены такие интегральные характеристики как коэффициенты поглощения фотонов атмосферной средой, а также коэффициенты пересечения верхней и нижней границы атмосферы. Эти параметры позволяют сравнивать перенос излучения в различных геометрических моделях атмосферы, а также оценивать влияние наличия молекулярного рассеяния.

Моделирование было произведено с использованием общей схемы моделирования процесса переноса [7] в программе в среде Visual Studio 2019 на языке C++. Число моделируемых траекторий частиц для каждой длины волны составило 10^5 .

На рис. 4–6 приведены результаты для длины волны 0,694 мкм при условии изотропного источника излучения и зеркального отражения.

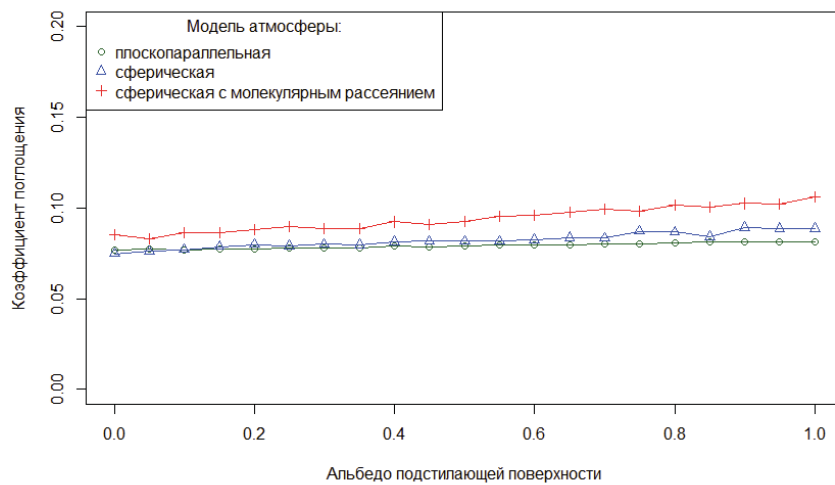


Рис. 4. Коэффициент поглощения фотонов средой для длины волны 0,694 мкм

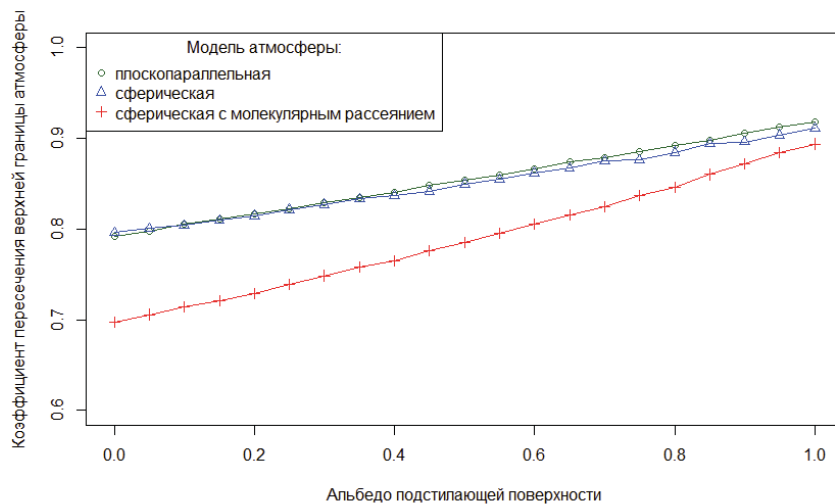


Рис. 5. Коэффициент пересечения фотонами верхней границы атмосферы для длины волны 0.694 мкм

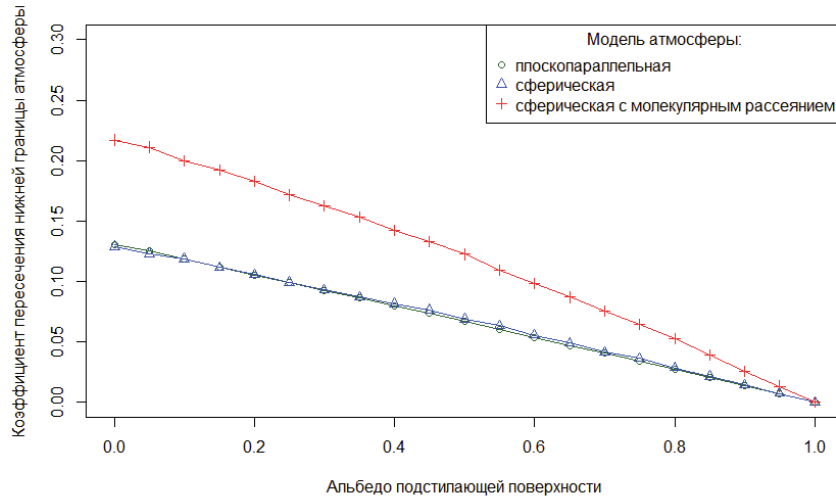


Рис. 6. Коэффициент пересечения фотонами нижней границы атмосферы для длины волны 0,694 мкм

Различия между плоскопараллельной и сферической моделями атмосферы относительно невелики при данной длине волны. Однако влияние молекулярного рассеяния в сферической модели атмосферы становится заметным при малых значениях альбедо подстилающей поверхности: в этом случае коэффициенты пересечения верхней границы атмосферы существенно уменьшаются, а доля фотонов, поглощённых поверхностью Земли, возрастает.

Была произведена оценка интегральных характеристик уходящего излучения подстилающей поверхности, а именно, были найдены потоки частиц через верхнюю границу атмосферы и подстилающую поверхность. Рассмотрена зависимость оценок от альбедо подстилающей поверхности и типа переотражения излучения, а также от геометрии атмосферы. На рисунках 7–8 приведены результаты для длины волны 0.694 мкм при условии изотропного источника излучения и зеркального отражения.

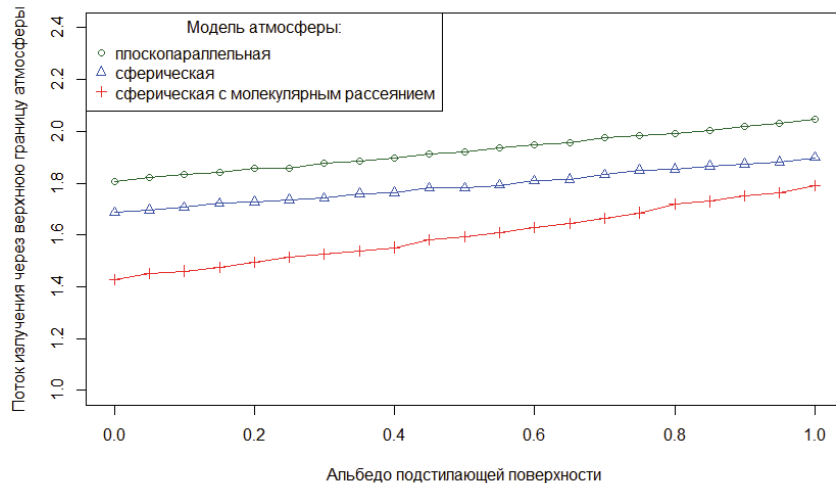


Рис. 7. Поток через верхнюю границу атмосферы для длины волны 0,694 мкм

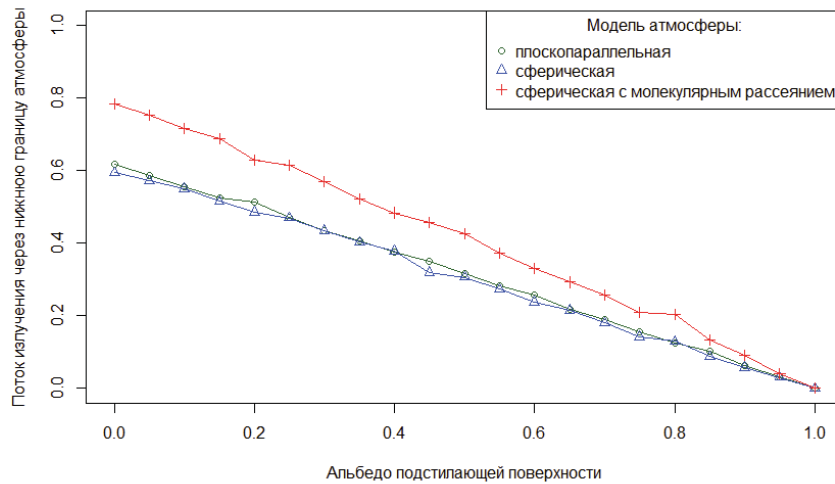


Рис. 8. Поток через нижнюю границу атмосферы для длины волны 0,694 мкм

Анализ графиков показал, что поток через верхнюю границу чувствителен к геометрии атмосферы. Это объясняется различием в углах пересечения фотонами границы атмосферы в плоскопараллельной и сферической моделях. В то же время поток излучения, возвращающегося к подстилающей поверхности, практически не зависит от геометрической модели.

Присутствие молекулярного рассеяния в сферической модели атмосферы приводит к перераспределению энергии: поток излучения через верхнюю границу уменьшается, в то время как поток, возвращающийся к подстилающей поверхности, увеличивается. Этот эффект наиболее выражен для маленьких значений альбедо поверхности.

На рис. 9-10 представлены результаты оценки потоков излучения через верхнюю и нижнюю границы атмосферы соответственно для различных длин волн и альбедо подстилающей поверхности при условии изотропного источника излучения и изотропного отражения. При увеличении длины волны поток через верхнюю границу возрастает, тогда как через нижнюю — уменьшается.

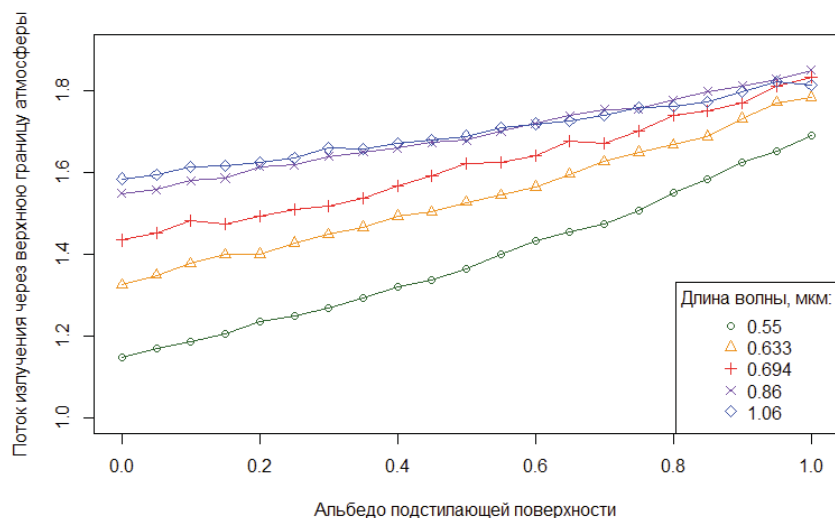


Рис. 9. Поток через верхнюю границу атмосферы для разных длин волн

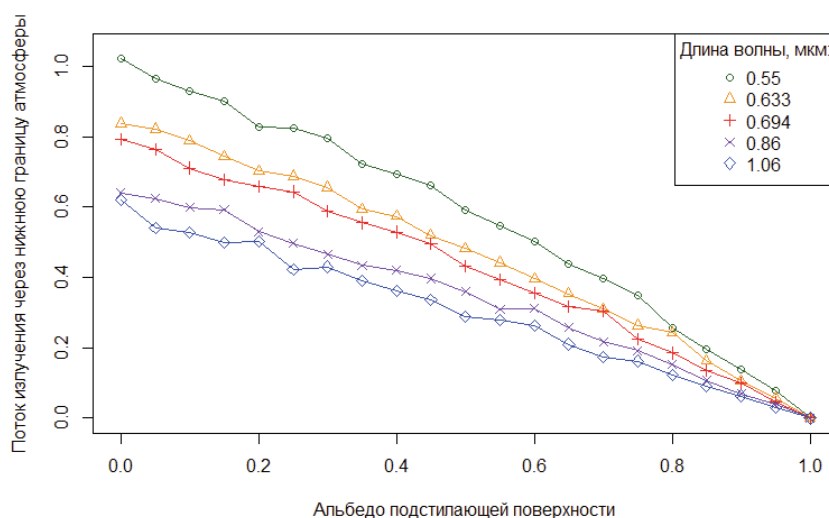


Рис. 10. Поток через нижнюю границу атмосферы для разных длин волн

Отдельно были рассмотрены результаты моделирования для мононаправленного источника излучения с зенитным углом, равным нулю. В данном случае различия между результатами для сферической и плоскопараллельной моделей атмосферы оказываются существенно меньшими. Это связано с тем, что при нулевом зенитном угле оптическая толщина атмосферы по направлению излучения источника одинакова в обеих моделях.

Заключение

В данной работе был исследован перенос уходящего излучения подстилающей поверхности в условиях сферической геометрии атмосферы. Моделирование переноса излучения реализовано с использованием общей схемы прямого моделирования траекторий фотонов [7]. В расчётах учитывались переотражение от подстилающей поверхности, а также ослабление и рассеяние излучения в атмосфере, включая вклад как аэрозольной, так и молекулярной составляющих.

Была произведена оценка интегральных характеристик уходящего излучения, в частности, потоков частиц через верхнюю границу атмосферы и подстилающую поверхность. Исследована зависимость этих характеристик от оптических свойств атмосферы, альбедо подстилающей поверхности и вида её отражения. Особое внимание уделено сравнению результатов, полученных для сферической и плоскопараллельной моделей атмосферы.

Проведённое сравнение с плоскопараллельной моделью показало, что сферическая геометрия оказывает заметное влияние на поток излучения через верхнюю границу атмосферы при учете угла ее пересечения фотонами. Кроме того, учёт молекулярного рассеяния приводит к значимым изменениям в распределении энергии между верхней и нижней границами атмосферы.

Данная работа позволяет уточнить роль различных факторов в формировании радиационного баланса и может быть использована для совершенствования климатических моделей.

Литература

1. **Gu Q., Wu K., Wang X. et al.** Dataset Construction for Radiative Transfer Modeling: Accounting for Spherical Curvature Effect on the Simulation of Radiative Transfer Under Diverse Atmospheric Scenarios // *Atmosphere*, 2025. 16, 977. 19 p. URL: <https://doi.org/10.3390/atmos16080977>.

2. **Xu F., He X., Jin X. et al.** Spherical vector radiative transfer model for satellite ocean color remote sensing // Opt. Express, 2023. Vol. 31, № 14. P. 11192-11212.
3. **Знаменский И.В., Тихомиров А.А.** Расчет ослабления пропускания потока ИК-излучения на наклонной трассе в атмосфере с учетом сферичности земной поверхности // Оптика атмосферы и океана, 2020. Т. 33. № 04. С. 315-320. DOI: 10.15372/AOO20200411.
4. **Гинзбург А.С., Губанова Д.П., Минашкин В.М.** Влияние естественных и антропогенных аэрозолей на глобальный и региональный климат // Журнал Российского химического общества им. Д.И. Менделеева, 2008. Т. LII, № 5. С. 112-119.
5. **Коновалов И.Б., Головушкин Н.А.** Модельный анализ механизмов формирования полупрямого радиационного эффекта сибирского дымового аэрозоля в Арктике // Оптика атмосферы и океана, 2024. Т. 37. №2. С. 127-137. DOI: 10.15372/AOO20240206.
6. **Зенкова П.Н., Терпугова С.А., Полькин В.В. и др.** Развитие эмпирической модели оптических характеристик аэрозоля Западной Сибири // Оптика атмосферы и океана, 2021. Т. 34, №3. С. 19—198.
7. **Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А. и др.** Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Изд-во «Наука», Сиб. Отделение, 1976. 280 с.
8. **Пригарин С.М.** Моделирование переноса оптического излучения методом Монте-Карло. – LAP LAMBERT Academic Publishing, 2020. 88 с.
9. **Клименко А.И.** Расчет интегральных характеристик горизонтально-неоднородной атмосферы: дипломная работа бакалавра. Томск: ТГУ, 2024. 48 с. URL: <https://vital.lib.tsu.ru/vital/access/manager/Repository/vital:20256>.
10. **Hess M., Koepke P., Schult I.** Optical properties of aerosol and clouds: The software package OPAC // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1998. V. 79, №5. P. 831-844.
11. **Kneizys F.X., Robertson D.S., Abreu L.W. et al.** The MODTRAN 2/3 report and LOWTRAN 7 // Phillips Laboratory, Geophysics Directorate. Hanscom AFB, MA 01731-3010, 1996. 260 p.