

К.М. Фирсов, Т.Ю. Чеснокова, В.В. Белов, А.Б. Серебрянников,
Ю.Н. Пономарев

Применение метода k -распределения при решении уравнения переноса коротковолнового излучения в пространственно неоднородной атмосфере

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 13.07.2001 г.

Описан метод учета молекулярного поглощения при решении уравнения переноса методом Монте-Карло в пространственно неоднородных аэрозольно-газовых средах, который основывается на разложении широкополосной функции пропускания в ряд экспонент. Проведен теоретический и численный анализ применимости рядов экспонент для пространственно неоднородной атмосферы. Численное моделирование показало высокую эффективность данного метода — достигнуто сокращение времени счета в 350 раз по сравнению с методом line-by-line при расхождении в расчетах не выше 0,2%.

В последние десятилетия достаточно широкий круг известных специалистов по атмосферной оптике обращается к решению проблемы распространения монохроматического излучения в многокомпонентной среде со сложными и изменяющимися в пространстве спектрами поглощения отдельных ее компонентов [1–4], например, при учете энергетического взаимодействия солнечного оптического излучения с атмосферой Земли в моделях прогноза погоды и климата. Для этого необходимы уточнения данных о тонкой структуре спектров поглощения газовой составляющей атмосферы (так как спектральные характеристики аэрозольной компоненты существенно менее изменчивы и не требуют дополнительной детализации). Если эти уточнения осуществлены, то цель достигается решением стационарного уравнения переноса для каждой длины волны излучения с последующим интегрированием по заданному спектральному диапазону. Этот метод получения решения назван «line-by-line».

К сожалению, этот простой прием хотя и дает асимптотически точное решение, но оказывается чрезвычайно трудоемким даже для современных вычислительных средств. Последнее обстоятельство стимулировало разработку альтернативного метода учета огромных объемов спектроскопической информации, который основывается на разложении широкополосной функции пропускания в ряд экспонент. Он обеспечивает высокую эффективность расчета интегральных по спектру характеристик излучения, прошедшего пространственно однородную многокомпонентную газово-аэрозольную среду. Однако для пространственно неоднородной среды последовательный анализ проведен лишь для молекулярной нерассеивающей

атмосферы [1–3]. В данной статье рассматривается вопрос применимости рядов экспонент для многокомпонентной пространственно неоднородной атмосферы с учетом эффектов рассеяния.

Решение уравнения переноса для неоднородной рассеивающей и поглощающей атмосферы рассмотрим для стандартной задачи, когда подстилающая поверхность — абсолютно черное тело. Обычно нижняя граница является отражающей, тем не менее решение для этого случая можно получить через решение стандартной задачи [4]. Для простоты изложения учтем только аэрозольное рассеяние и молекулярное поглощение. Полученные ниже выводы будут справедливы и при учете аэрозольного поглощения и молекулярного рассеяния. Интегральное уравнение переноса с обобщенным ядром представим в виде [5]:

$$z(\mathbf{x}) = \int_X k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) z(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' + \Psi(\mathbf{x}), \quad (1)$$

где $z(\mathbf{x})$ — искомая функция, которую определяют как плотность столкновений, связанную с интенсивностью излучения соотношением

$$I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = |\mu| S z(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) / \beta_{\text{ext}}(\mathbf{r}); \quad (2)$$

\mathbf{x} — фазовое пространство координат и направлений; $\mathbf{x} = (\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})$; μ — секанс зенитного угла Солнца; S — солнечная постоянная; β_{ext} — коэффициент ослабления. Обобщенное ядро в (1) описывается выражением [5]:

$$k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) = \beta_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \frac{\bar{\omega}(\mathbf{r}') f(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \boldsymbol{\Omega}') \exp\{-\tau_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \delta\left(\boldsymbol{\Omega} - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\right), \quad (3)$$

где $\bar{\omega}(\mathbf{r}')$ – альбеда однократного рассеяния; $f(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}')$ – индикатриса рассеяния; $\tau_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – оптическая толщина.

Плотность распределения источников $\Psi(\mathbf{x})$ для стандартной задачи равна

$$\Psi(\mathbf{x}) = \beta_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \exp\{-\tau_s(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\infty)\} \delta(\mathbf{\Omega} - \mathbf{\Omega}'). \quad (4)$$

Решение интегрального уравнения (1) представимо в виде ряда Неймана

$$z = \sum_{i=1}^{\infty} K^i \Psi. \quad (5)$$

Вопросы, связанные с существованием решения, обсуждаются в работе [5]. Для удобства (3) и (4) представим в виде

$$k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) = \beta_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \frac{\beta_{\text{sct}}^a(\mathbf{r}')}{\beta_{\text{ext}}(\mathbf{r}')} \exp\{-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\} k_0(\mathbf{x}', \mathbf{x});$$

$$\Psi(\mathbf{x}) = \beta_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \exp\{-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\infty)\} \Psi_0(\mathbf{x}),$$

где

$$k_0(\mathbf{x}', \mathbf{x}) = \frac{f(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}') \exp\{-\tau_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')\}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \delta\left(\mathbf{\Omega} - \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\right);$$

$$\Psi_0(\mathbf{x}) = \exp\{-\tau_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\infty)\} \delta(\mathbf{\Omega} - \mathbf{\Omega}');$$

β_{sct}^a – коэффициент аэрозольного рассеяния; τ , τ_a – оптическая толщина, обусловленная молекулярным поглощением и аэрозольным рассеянием соответственно. Следует обратить внимание, что в $\Psi_0(\mathbf{x})$ и $k_0(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ не входят характеристики молекулярного поглощения.

Рассмотрим два первых члена ряда (5):

$$K\Psi = \int_X k(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}) \Psi(\mathbf{x}_1) d\mathbf{x}_1 = \beta_{\text{ext}}(\mathbf{x}) \times \quad (6)$$

$$\times \int_X k_0(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}) \Psi_0(\mathbf{x}_1) \beta_{\text{sct}}^a(\mathbf{r}_1) \exp\{-\tau(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_\infty) - \tau(\mathbf{r}_1, \mathbf{r})\} d\mathbf{x}_1,$$

$$\begin{aligned} K^2\Psi &= \int_X \int_X k(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}) k(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_1) \Psi(\mathbf{x}_2) d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 = \\ &= \beta_{\text{sct}}(\mathbf{x}) \int_X k_0(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}) k_0(\mathbf{x}_2, \mathbf{x}_1) \Psi_0(\mathbf{x}_2) \beta_{\text{sct}}^a(\mathbf{r}_1) \beta_{\text{sct}}^a(\mathbf{r}_2) \times \\ &\times \exp\{-\tau(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_\infty) - \tau(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}) - \tau(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)\} d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2. \quad (7) \end{aligned}$$

По аналогии можно получить выражения и для других членов ряда. При интегрировании по частоте интенсивности излучения, описываемого формулой (5), можно выделить функцию пропускания, обусловленную молекулярным поглощением. Для этого необходимо выбирать такую ширину спектрального интервала $\Delta\nu$, в пределах которого солнечную постоянную и коэффициенты рассеяния можно считать неизменными. В этом случае из-под знака интеграла можно

вынести все множители, которые не содержат оптическую толщину τ . С учетом соотношений (6), (7) интенсивность излучения будет содержать множители, которые пропорциональны функции пропускания:

$$T_j = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \exp\{-\tau_j(\nu)\} d\nu, \quad (8)$$

где $\tau_j(\nu)$ – оптическая толщина j -го члена ряда (5). В частности, $\tau_2(\nu)$ имеет вид

$$\tau_2(\nu) = \tau(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_\infty) + \tau(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}) + \tau(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1).$$

Для однородной трассы оптическая толщина связана с коэффициентом молекулярного поглощения соотношением

$$\tau_j(\nu) = \beta_{\text{abs}}^m(\nu) L_j,$$

где L_j – суммарная длина трассы. Функциональная зависимость пропускания от длины трассы позволяет при помощи преобразования Лапласа [6] осуществить переход в пространство кумулятивных частот g , где функция пропускания имеет вид

$$T_j = \frac{1}{\Delta\nu} \int_0^1 \exp\{-\beta_{\text{abs}}^m(g) L_j\} dg, \quad (9)$$

$\beta_{\text{abs}}^m(g)$ можно интерпретировать как коэффициент поглощения в пространстве кумулятивных частот g . Действительно, область значений функции $\beta_{\text{abs}}^m(\nu)$ такая же, как у функции $\beta_{\text{abs}}^m(g)$, обе функции – непрерывные. Для каждого значения $\beta_{\text{abs}}^m(\nu)$ в пространстве частот ν существует равный ему коэффициент $\beta_{\text{abs}}^m(g)$ в пространстве кумулятивных частот (обратное утверждение также справедливо). Существенное отличие состоит в том, что $\beta_{\text{abs}}^m(g)$ – монотонно возрастающая функция аргумента g , а не быстроосциллирующая, как $\beta_{\text{abs}}^m(\nu)$. Применяя к (9) квадратные формулы, легко получить короткий ряд экспонент (5–10 членов ряда)

$$T_j = \sum_{i=1}^n C_i \exp\{-\beta_{\text{abs}}^m(g_i) L_j\}, \quad (10)$$

где C_i , g_i – коэффициенты и узлы соответствующих квадратурных формул. Наиболее простыми и эффективными являются гауссовские квадратуры, которые при числе членов ряда не более шести обеспечивают высокую точность, погрешность расчета функций пропускания не превышает 1%.

Описанный выше прием позволяет рассчитать функцию пропускания с высокой точностью при использовании небольшого набора коэффициентов поглощения $\beta_{\text{abs}}^m(g_i)$ на некоторых специально выбранных частотах. Поскольку переход от (8) к (9) является интегральным преобразованием и нет явной связи между монохроматическими коэффициентами $\beta_{\text{abs}}^m(\nu)$

и $\beta_{\text{abs}}^m(g)$, постольку определить эти специально выбранные частоты возможно лишь после того, как рассчитан спектр $\beta_{\text{abs}}^m(\nu)$ и преобразован в $\beta_{\text{abs}}^m(g)$.

С учетом формулы (8) можно все выкладки (1)–(10) повторить в обратном порядке и прийти к уравнению переноса (1) с той разницей, что коэффициент поглощения теперь задан в пространстве кумулятивных частот, где он является гладкой функцией. Этот прием позволит решать уравнение переноса для небольшого числа заданных частот g_i , а затем провести суммирование решений с весами C_i .

Для того чтобы выводы, полученные выше, были справедливы для неоднородной трассы, необходимо, чтобы в пространстве кумулятивных частот для всех τ_j выполнялись соотношения:

$$\tau_1(g_i) = \tau(g_i, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_\infty) + \tau(g_i, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}),$$

$$\tau_2(g_i) = \tau(g_i, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_\infty) + \tau(g_i, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}) + \tau(g_i, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1).$$

.....

Это возможно, если оптическая толщина в пространстве кумулятивных частот связана с коэффициентом поглощения так же, как в пространстве волновых чисел:

$$\tau(g_i) = \int_{\mathbf{r}} \beta_{\text{abs}}^m(g, \mathbf{r}) d\mathbf{r}.$$

Данное приближение получило название k -корреляции и неоднократно проверялось для молекулярной нерассеивающей атмосферы [1–3], где показано, что погрешности расчета функции пропускания не превышали 1%.

Следует также отметить, что условие постоянства солнечной постоянной в пределах $\Delta\nu$ не является обязательным. Для преодоления данного ограничения функцию пропускания можно переопределить [7]:

$$T = \int_{\Delta\nu} S_{\odot}(\nu) \exp\{-\tau(\nu)\} d\nu \bigg/ \int_{\Delta\nu} S_{\odot}(\nu) d\nu,$$

и функция пропускания для неоднородной атмосферы может быть также представлена в виде ряда (10), причем число членов ряда не связано с учетом солнечной постоянной [7]. Таким образом, для широких спектральных интервалов ($\Delta\nu$), величина которых может достигать 100 см^{-1} и более, достаточно точное решение уравнения переноса может быть получено при использовании 5–6 членов ряда.

Следующий шаг в исследовании области применимости рядов экспонент, обеспечивающих малопараметрическое описание молекулярного поглощения при решении прямых задач атмосферной оптики, естественно связать с переходом к рассеянным потокам оптического излучения, поскольку далеко не все атмосферно-оптические ситуации с удовлетворительной точностью можно описать, используя понятие функции пропускания.

Прежде чем сделать этот шаг, нужно ответить на вопрос о реализуемости предложенных алгоритмов, т.е. о возможности их включения в уже известные технологии решения стационарного (нестационарного) уравнения переноса для получения оценок рассеянных (в том числе многократно) световых потоков в задачах распространения оптического излучения в рассеивающих и поглощающих средах. К ним можно отнести приближения низших кратностей рассеяния, малоугловое, диффузионное и другие приближения или метод Монте-Карло, являющийся асимптотически точным методом решения уравнения переноса излучения (УПИ), позволяющим получать решения с контролируемой точностью. Последнее обстоятельство делает предпочтительным выбор в пользу метода Монте-Карло. Действительно, с его помощью можно, используя технологию line-by-line, не только оценить точность данного метода учета молекулярного поглощения для рассеянных световых потоков в полосе частот (если, конечно, он совместим с внутренней структурой метода Монте-Карло), но и оценить эффективность применения для этих целей конкурирующих приближенных методов решения УПИ.

Эти аргументы, а также имеющийся опыт решения разнообразных задач оптики атмосферы методом Монте-Карло [8] стали основой для следующей постановки задачи, которая позволила бы ответить на вопрос о совместимости предложенного выше метода учета поглощения с алгоритмами метода статистических испытаний и об его эффективности. При этом, конечно, необходимо учитывать численный характер решений метода Монте-Карло, а следовательно, и сложность обобщения полученных в численных экспериментах выводов.

Ограничимся рассмотрением наиболее простой модельной схемы, требующей относительно небольших ресурсов ПЭВМ на базе процессора Intel Pentium Celeron 333, чтобы выяснить принципиальную возможность включения изложенного выше метода k -распределения в алгоритмы прямого моделирования распространения нерассеянных и диффузных световых потоков методом Монте-Карло. Кроме того, важно оценить степень эффективности новых решений по сравнению с традиционными (line-by-line) именно в упрощенной ситуации. Это важно для того, чтобы сделать вывод о целесообразности исследования границ их применимости в более широкой области как оптико-геометрических аспектов постановок задач, так и различных модификаций метода Монте-Карло, используемых при решении более сложных атмосферно-оптических задач.

Мы остановили свой выбор на задаче расчета освещенности земной поверхности в плоскостратифицированной модели системы «атмосфера – подстилающая поверхность». Предполагалось, что солнечное излучение падает на верхнюю границу атмосферы перпендикулярно к ней. Плоскость $хоу$ совпадает с абсолютно поглощающей подстилающей поверхностью, ось oz ориентирована на источник излучения (рис. 1).

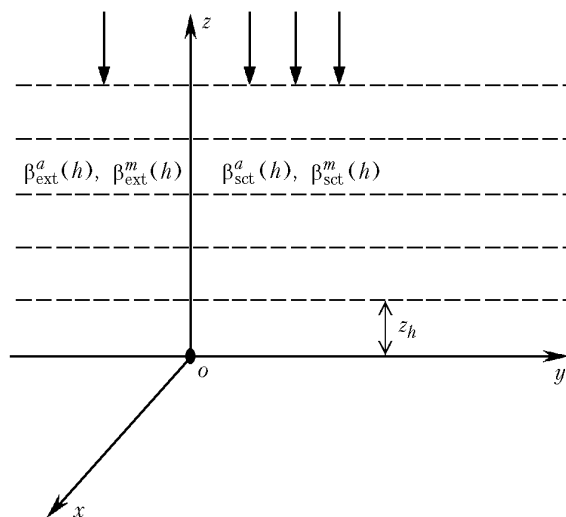


Рис. 1. Геометрическая схема эксперимента

Интегральные оптические свойства молекулярно-аэрозольной атмосферы моделировались набором высотных профилей коэффициентов рассеяния и поглощения. Индикатрисы рассеяния задавались таблично как «взвешенные» газовой-аэрозольные, определенные по формуле (см., например, [9]):

$$f(\theta) = \frac{\beta_{\text{sct}}^a}{\beta_{\text{sct}}} f^a(\theta) + \frac{\beta_{\text{sct}}^m}{\beta_{\text{sct}}} f^m(\theta),$$

где β_{sct}^a , β_{sct}^m – значения коэффициентов аэрозольного и молекулярного рассеяния в j -м слое; $\beta_{\text{sct}} = \beta_{\text{sct}}^a + \beta_{\text{sct}}^m$; $f(\theta)$, $f^a(\theta)$, $f^m(\theta)$ – «взвешенная», аэрозольная, молекулярная индикатрисы рассеяния.

Атмосфера моделировалась слоистооднородной: в диапазоне высот 0 – 25 км толщина слоя была 1 км, в диапазоне 25 – 50 км – 5 км. Предполагалось, что основной, поглощающей молекулярной компонентой является водяной пар. Требовалось оценить освещенность земной поверхности в спектральном интервале 0,943–0,952 мкм (или 10500–10600 см⁻¹).

При выборе модели оптических свойств атмосферы мы стремились воспроизвести такую ситуацию, чтобы рассеянное излучение составляло заметную долю в полной освещенности и позволяло осуществить контрольные расчеты line-by-line на ПЭВМ класса Intel Pentium Celeron 333 за практически реализуемый промежуток времени, свободный, в том числе, и от сбоев компьютера. Поэтому метеорологическая дальность видимости в приземном слое аэрозольной атмосферы была принята равной 8 км. На рис. 2 в качестве примера приведен высотный профиль коэффициентов аэрозольного ослабления, а на рис. 3 – спектральная зависимость коэффициентов поглощения водяным паром в приземном слое атмосферы.

Если характеризовать выбранную модель интегральными оптическими характеристиками, то они соответствовали следующим значениям: оптическая толщина по аэрозольному рассеянию $\tau_a = 1,42$, по молекулярному рассеянию $\tau_m = 0,0107$, средняя в спектральном интервале по молекулярному поглощению $\tau = 1,44$, общая оптическая толщина $\tau_s = 2,8707$.

кулярному рассеянию $\tau_m = 0,0107$, средняя в спектральном интервале по молекулярному поглощению $\tau = 1,44$, общая оптическая толщина $\tau_s = 2,8707$.

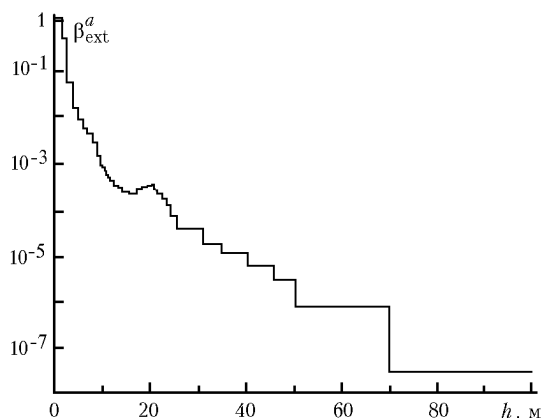


Рис. 2. Вертикальный профиль коэффициента аэрозольного ослабления

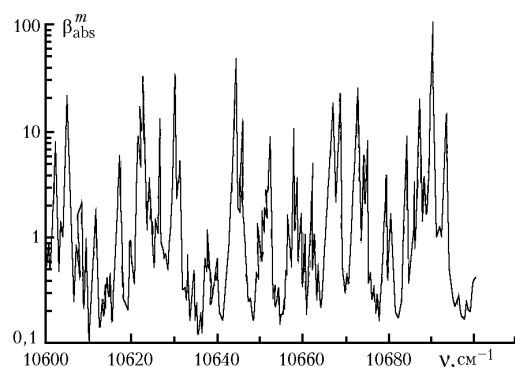


Рис. 3. Спектр поглощения водяного пара

Численная имитация методом Монте-Карло процесса распространения излучения в молекулярно-аэрозольной атмосфере осуществлена прямым моделированием. Этот выбор обусловлен простотой метода и его невысокой трудоемкостью при расчетах освещенности земной поверхности на заданной длине волны λ [5].

Тестовые расчеты по методике line-by-line для рассмотренной выше модели атмосферы показали, что среднее время ПЭВМ, затрачиваемое на моделирование освещенности E_j (где j – индекс длины волны из интервала 0,943–0,952 мкм) составило 13,32 с при среднеквадратической ошибке вычисления $\epsilon \approx 0,1\%$. Для корректного учета спектральной зависимости коэффициентов поглощения водяного пара в области 1 мкм требуется проведение расчетов с шагом по $\lambda = 10^{-2}$ см⁻¹ (сопоставимое с полушириной спектральной линии), т.е. выполнение 10000 вариантов расчетов методом Монте-Карло. При этом интегральная освещенность E рассчитывается по следующей формуле:

$$E = \Delta\lambda \sum_{j=0}^N E_j S_{\odot}(\lambda_j), \quad (11)$$

где $N = 10000$; $\Delta\lambda = 0,01 \text{ см}^{-1}$; $S(\lambda_j)$ – значение солнечной постоянной; E_j – доля потока излучения, достигшего земной поверхности на данной длине волны при начальном потоке, равном единице.

Отметим, что на моделирование 10000 значений E потребовалось 37 ч ПЭВМ. Время расчетов можно было бы сократить увеличением шага дискретизации $\Delta\lambda$, уменьшая тем самым число длин волн N , для которых проводятся расчеты. Однако это приводит к неконтролируемой погрешности в оценке освещенности (рис 4).

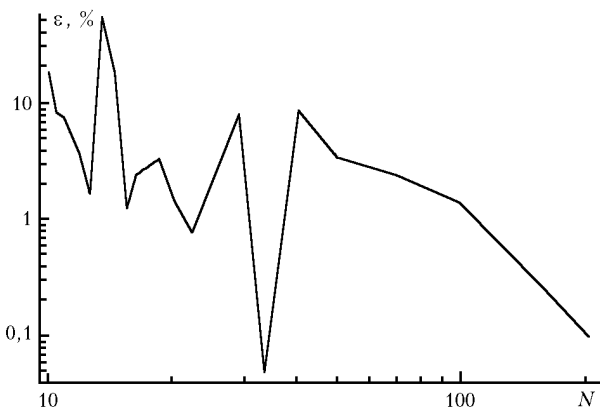


Рис. 4. Относительная погрешность расчета освещенности земной поверхности в зависимости от числа длин волн N , на которые разбивается исходный спектральный интервал 0,943–0,952 мкм

Причиной этого является быстро осциллирующий характер коэффициента молекулярного поглощения, спектр которого представлен на рис. 3.

Расчет освещенности с использованием рядов экспонент для учета поглощения излучения молекулами H_2O в том же диапазоне длин волн 0,943–0,952 мкм потребовал проведения не более 10 оценок E_j методом Монте-Карло для специально подобранныго набора длин волн и суммирования по формуле

$$E = \Delta\lambda \sum_{j=1}^n C_j E_j S_{\odot}(\lambda_j), \quad (12)$$

где C_j – коэффициенты гауссовских квадратур. Машинное время на получение этого решения при $n = 10$ (вместе с моделированием методом Монте-Карло) не превысило 5 мин. При этом относительная погрешность оценки (12) по сравнению с эталонными расчетами методом line-by-line по формуле (11) не превысила 0,2%. Были также проведены расчеты с различным числом членов ряда экспонент (рис. 5). Результаты моделирования показали, что для достижения высокой точности в рассматриваемом спектральном интервале достаточно 6–7 членов ряда при использовании гауссовских квадратур.

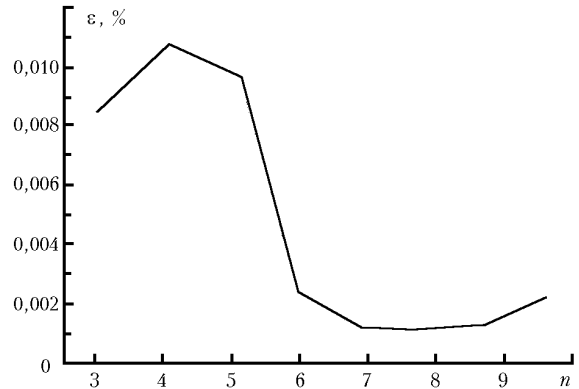


Рис. 5. Погрешность расчета освещенности земной поверхности в зависимости от числа гауссовских квадратур

Для того чтобы протестировать модель молекулярного поглощения, используемую в наших расчетах, было проведено сопоставление с независимыми расчетами Б.А. Фомина [10] (таблица).

Потоки нисходящего излучения в интервале 10000–10500 см, рассчитанные методом k -распределения и line-by-line [10] при поглощении водяным паром для лета средних широт. Зенитный угол Солнца 10°

Высота, км	Нисходящие потоки, Вт/м ²		Относит. разность, %
	Метод k -распределения	line-by-line [10]	
0	27,11	26,99	0,44
1	29,30	29,20	0,34
5	34,48	34,45	0,09
10	35,72	35,69	0,08
70	35,76	35,76	0,00

Из данной таблицы видно, что расхождения между расчетами не превышали 0,44%, что говорит о достоверности применяемой модели молекулярного поглощения.

Погрешности, приведенные на рис. 5, оказались меньшими, чем в таблице. Однако здесь нет противоречия. Проведенный нами анализ показал, что основной причиной расхождений между нашими расчетами и расчетами Б.А. Фомина являлись разные квадратурные формулы, используемые для численного интегрирования по высоте оптической толщи. Таким образом, применение рядов экспонент приводит к меньшим погрешностям по сравнению с погрешностями дискретизации.

В заключение необходимо подчеркнуть, что выбранная оптическая модель атмосферы привела к достаточно интенсивному рассеянию излучения при его распространении от верхней к нижней границе атмосферы. Расчетами line-by-line установлен 30%-й вклад рассеянной компоненты в освещенность E . Поэтому существенные ошибки в методике учета поглощения водяным паром на рассеянных фотонных траекториях, безусловно, должны были бы проявиться при расчетах освещенности методом Монте-Карло, если бы таковые были.

Таким образом, в данной постановке задачи переход к новой методике учета поглощения молекулярной составляющей атмосферы для расчета освещенности земной поверхности излучением в полосе 0,943–0,952 мкм привел к потере точности оценок в 0,2% при возрастании скорости их получения более чем в 350 раз. Этот результат дает основание считать, что рассмотренная методика параметризации спектроскопической информации о молекулярной компоненте атмосферы может перевести проблему учета влияния рассеяния (включая многократное) в атмосфере на характеристики световых потоков в широких спектральных интервалах в класс практически решаемых задач.

Открытыми остаются пока вопросы, связанные с анализом характеристик эффективности (точность, скорость вычислений) применения данной методики при решении более сложных задач атмосферной оптики, что является целью ближайших исследований.

1. *Lacis A.A., Oinas V.* A description of the k -distribution methods for modelling nongray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres // *J. Geophys. Res. D.* 1991. V. 96. N. 5. P. 9027–9063.

K.M. Firsov, T.Yu. Chesnokova, V.V. Belov, A.B. Serebrennikov, Yu.N. Ponomarev. **The k -distribution method in solving the equation of the short-wave radiation transfer in the spatially inhomogeneous atmosphere.**

The method of accounting for the molecular absorption in solving the transfer equation by the Monte-Carlo method as applied to the spatially inhomogeneous aerosol-gas media is described. The method is based on expansion of the wide-band transmission function into the exponential series. Applicability of the exponential series to the spatially inhomogeneous atmosphere is analyzed theoretically and numerically. Numerical simulation has shown high efficiency of the method: more than 350-fold time consumption as compared to the line-by-line method at no more than 2% computational difference.

2. *Goody R., West R., Chen L., Crisp D.* The correlated- k method for radiation calculations in nonhomogeneous atmospheres // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 1989. V. 42. N. 6. P. 539–550.
3. *Riviere Ph., Soufani A., Taine J.* Correlated- k and fictitious gas methods for H_2O near $2.7 \mu m$ // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 1992. V. 48. N. 2. P. 187–203.
4. *Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах.* Стандартные методы расчета / Под ред. Ж. Ленобль. Л.: Гидрометеониздат, 1990. 262 с.
5. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике* / Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 285 с.
6. *Творогов С.Д.* Некоторые аспекты задачи о представлении функции пропускания в ряд экспонент // *Оптика атмосф. и океана.* 1994. Т. 7. № 3. С. 315–326.
7. *Firsov K.M., Mitsel A.A., Ponomarev Yu.N., Ptashnik I.V.* Parametrization of transmittance for application in atmospheric Optics // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.* 1998. V. 59. N. 3–5. P. 203–213.
8. *Зуев В.Е., Белов В.В., Веретенников В.В.* Теория систем в оптике дисперсных сред. Томск: Изд-во СО РАН, 1997. 402 с.
9. *Kneizys F.X. et al.* User Guide to LOWTRAN 7. AFGL-TR-86-01777. ERP N 1010 / Nanscom AFB. MA01731.
10. *Fomin B.A., Romanov S.V., Rublev A.N., Trotsenko A.N.* Line-by-line benchmark calculations of solar radiation transfer parameters in a scattering atmosphere. Препр. / ИАЭ (М.). 1992. IAT 5525.1. 26 с.