

Т.Б. Журавлева, И.М. Насретдинов, С.М. Сакерин

Численное моделирование угловой структуры яркости неба вблизи горизонта при наблюдении с Земли. Часть 1. Аэрозольная атмосфера

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 15.01.2003 г.

На основе расчетов, выполненных методом сопряженных блужданий, исследовано влияние сферичности атмосферы и вертикальной стратификации оптических характеристик аэрозоля на угловое распределение яркости безоблачного неба вблизи горизонта при наблюдениях с Земли. Показано, что при малых аэрозольных оптических толщах и/или больших зенитных углах Солнца неучет сферичности может привести к погрешностям в расчетах интенсивности до 10%. Особенностью яркости неба вблизи горизонта является ее зависимость не только от оптической толщи атмосферы, но и от коэффициента аэрозольного ослабления в приземном слое. Для учета этого фактора достаточно использовать приближенные значения метеорологической дальности видимости с погрешностью до 50%.

Введение

Теоретические и экспериментальные исследования пространственного распределения яркости безоблачного неба (см., например, [1–6]) сыграли важную роль в понимании процессов переноса солнечной радиации в атмосфере. Выявленные закономерности способствовали разработке методов решения обратных задач, в частности определения оптических характеристик аэрозоля по рассеянному излучению в солнечном альмукантарате [6–13 и др.].

Создание глобальной сети AERONET с использованием сканирующих фотометров (<http://spamer.gsfc.nasa.gov>) существенно расширило информативность подходов, основанных на измерениях диффузной радиации в альмукантарате Солнца. Применение современных вычислительных технологий и развитие соответствующего математического аппарата (см., например, [14, 15]) дают возможность восстанавливать на основе сетевых измерений индикатрису аэрозольного рассеяния, микроструктуру аэрозоля, показатель преломления, альbedo однократного рассеяния в различных регионах земного шара. Последние две характеристики имеют особое значение в связи с актуальностью проблемы «радиационного форсинга аэрозоля».

Достигнутые успехи в решении прямых и обратных задач при наблюдении с поверхности Земли дневного безоблачного неба не касаются пригоризонтной зоны небосвода, которая до сих пор остается малоисследованной как с точки зрения натуральных измерений [16], так и с точки зрения теоретических расчетов [17, 18]. Вместе с тем предварительный анализ вопроса показал перспективность изучения закономерностей формирования поля приходящей радиации при больших зенитных углах (более 75°) применительно к проблемам видимости удаленных объектов и яркостных фонов неба в области горизонта. Что касается обратных задач, то существует принципиальная возможность восстановления оптиче-

ских характеристик аэрозоля на основе подходов, аналогичных тем, которые были разработаны для альмукантаратной геометрии эксперимента. Общим в этих двух различных задачах (солнечный альмукантарат и область горизонта) является использование в качестве исходной информации азимутальной зависимости рассеянной радиации при постоянном зенитном расстоянии. Основное отличие состоит в том, что угловая структура яркости неба вблизи горизонта определяется в первую очередь оптическими свойствами аэрозоля в приземном слое, а не интегральными характеристиками всего столба атмосферы, как при наблюдениях в альмукантарате Солнца. В качестве примера, иллюстрирующего возможность реализации «пригоризонтной» методики, можно привести работу [19], где для частного случая был рассмотрен алгоритм определения альbedo однократного рассеяния в ИК-области спектра.

Конечной целью нашего исследования является разработка пригодных для решения ряда прямых и обратных задач малопараметрических моделей яркости безоблачного дневного неба в пригоризонтной зоне небосвода при наблюдениях с поверхности Земли. В данной статье предлагается эффективный алгоритм расчетов поля яркости солнечной радиации вблизи горизонта (без учета молекулярного поглощения), а также приведены полученные на его основе оценки влияния сферичности земной атмосферы и вертикальной стратификации оптических характеристик аэрозоля на угловое распределение интенсивности. Более общий случай – с учетом поглощения излучения атмосферными газами – будет рассмотрен во второй части статьи.

1. Постановка задачи

Рассмотрим плоскопараллельную модель атмосферы, на верхнюю границу которой в направлении $\omega_0 = (\xi_0, \varphi_0)$, где ξ_0 и φ_0 – зенитный и азимутальный углы Солнца соответственно, падает мононаправленный

поток солнечного излучения (рис. 1). Решение уравнения переноса монохроматического излучения (индексы « λ » для обозначения длины волны опущены) при зондировании в горизонтальном направлении $\omega_H = (\xi = 90^\circ, \varphi)$ на уровне подстилающей поверхности запишется в виде [4, 19]:

$$B_H(\tau, \varphi) = S(\tau, \mu = 0, \varphi) = \frac{\kappa}{\varepsilon} B^0(T_{atm}) + \frac{\Lambda_0}{4\pi} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \int_{\mu'=-1}^1 g(\mu = 0, \mu') B(\tau, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi'. \quad (1)$$

Здесь τ – оптическая толщина атмосферы (аэрозольное ослабление и молекулярное рассеяние); $\varepsilon = \kappa + \sigma$ – коэффициенты ослабления, поглощения, рассеяния; $\Lambda_0 = \sigma/\varepsilon$ – альbedo однократного рассеяния молекулярно-аэрозольной атмосферы; $g(\mu, \mu')$ – индикатриса рассеяния света; $S(\tau, \mu, \varphi)$ – функция источников; $B^0(T_{atm})$ – функция Планка при температуре атмосферы T_{atm} ; $B(\tau, \mu', \varphi')$ – яркость небосвода и подстилающей поверхности, «освещающая» трассу наблюдения.

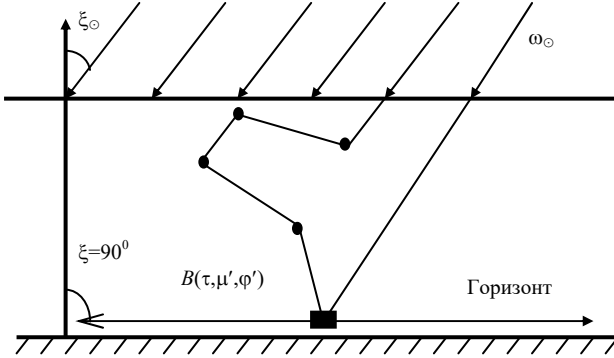


Рис. 1. Геометрия задачи в плоскопараллельной модели атмосферы

В коротковолновом диапазоне спектра в силу малых значений собственного излучения атмосферы $B^0(T_{atm})$ первым слагаемым в (1) можно пренебречь, а второе – записать в виде суммы двух компонент, обусловленных однократным рассеянием прямого солнечного излучения B_{\odot} в телесном угле Ω_{\odot} и многократным рассеянием атмосферой и подстилающей поверхностью:

$$B_H(\tau, \varphi) = B_{H0}(\tau, \varphi) + B_{Hm}(\tau, \varphi) = \frac{\omega_{\odot}}{4\pi} \left[B_{\odot} g(\mu = 0, \mu_{\odot}) \Omega_{\odot} + \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \int_{\mu'=-1}^1 g(\mu = 0, \mu') B_m(\tau, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \right], \quad (2)$$

где $B_{\odot} = B_{\odot 0} \exp(-\tau m)$, $B_{\odot 0}$ – внеатмосферная спектральная солнечная постоянная; m – воздушная оптическая масса в направлении на Солнце. Приведенное выражение дает наглядное представление о вкладе различных составляющих в наблюдаемую на горизонте яркость неба B_H . Из (2) следует, что основная трудность состоит в том, чтобы корректно описать компоненту B_m , обусловленную многократным рассеянием. Это означает, что выбираемый нами метод расчета угловой зависимости поля солнечной радиации должен иметь возможность разделять вклад одно- и многократно рассеянного излучения в приходящую на приемник интенсивность.

2. Модель атмосферы

Для исследования поля рассеянного излучения часто используется модель плоскопараллельной атмосферы, которая пригодна для решения многих прямых и обратных задач атмосферной оптики. Однако в ряде случаев корректное описание процессов рассеяния и поглощения света может быть выполнено только при учете сферичности земной атмосферы: например в задачах наблюдения дневного горизонта из космоса или задачах сумеречного зондирования атмосферы Земли. При расчетах поля яркости дневного безоблачного неба вблизи горизонта при условии, что наблюдатель находится на поверхности Земли, также рекомендуется принимать во внимание сферичность атмосферы [18].

Рассмотрим систему координат XYZ с центром O , совпадающим с центром Земли (рис. 2). На верхнюю границу атмосферы – сферы радиусом R_{atm} – в направлении, обратном оси OX , падает параллельный поток солнечного излучения $\omega_{\odot} = (-1, 0, 0)$.

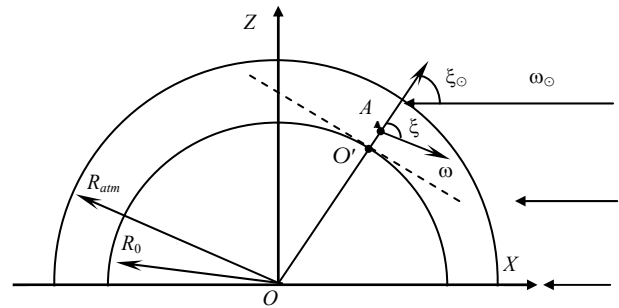


Рис. 2. Сферическая модель атмосферы

Предполагается, что плотность распределения в плоскости YZ равна $1/\pi R_{atm}^2$. (На всю поверхность атмосферы «падает одна частица»; полное количество лучистой энергии, падающей в единицу времени на планету радиусом R_{atm} , составляет $\pi R_{atm}^2 \pi S$, πS – солнечная постоянная). В точке A с координатами $\mathbf{r}^* = (x^*, 0, z^*)$ находится наблюдатель. Угловое распределение приходящего в точку A излучения будем определять относительно локальной прямоугольной системы координат с центром в точке O' пересечения оси OA с поверхностью Земли – сферы радиусом R_0 , с осью OA и началом отсчета азимутального угла от плоскости XOZ . В этой локальной системе координат положение наблюдателя характеризуется координатами $(0, 0, h)$, $h \ll (R_{atm} - R_0)$; направление падающего солнечного излучения описывается вектором $\omega_{\odot} = (\xi_{\odot}, \varphi_{\odot} = 180^\circ)$, а направление визирования – вектором $\omega = (\xi, \varphi)$ соответственно. Здесь ξ_{\odot} и ξ – углы, которые составляют векторы ω_{\odot} и ω с осью OA , а угол $\varphi = 0$ соответствует направлению визирования на Солнце.

Будем считать, что вертикально-неоднородная модель атмосферы имеет кусочно-постоянную структуру, т.е. разбивается на N сферических слоев с границами (R_i, R_{i+1}) , $R_i = R_0 + H_i$, $i = 1, \dots, N$, $R_N = R_{atm}$, с постоянными значениями всех оптических характеристик в пределах каждого слоя. Если обозначить через h высоту над поверхностью Земли, то при $H_{i-1} \leq h \leq H_i$, $i = 1, \dots, N$, оптическая модель атмосферы описывается следующим образом:

– коэффициенты аэрозольного ослабления

$$\varepsilon_{aer,i}(h) = \varepsilon_{aer,i}$$

- коэффициенты аэрозольного рассеяния
 $\sigma_{aer,i}(h) = \sigma_{aer,i}$
- коэффициенты аэрозольного поглощения
 $\kappa_{aer,i}(h) = \kappa_{aer,i}$
- альbedo однократного рассеяния аэрозоля
 $\Lambda_{aer,i}(h) = \Lambda_{aer,i}$
- коэффициенты молекулярного (рэлеевского) рассеяния
 $\sigma_{R,i}(h) = \sigma_{R,i}$
- коэффициенты молекулярного поглощения
 $\kappa_{mol,i}(h) = \kappa_{mol,i}$
- индикатриса аэрозольного рассеяния
 $g_{aer,i}(\mu, \mu', h) = g_{aer,i}(\mu, \mu')$.

Вертикальная стратификация коэффициента аэрозольного ослабления в большинстве представленных расчетов задавалась либо в виде экспоненциального распределения, адекватно описывающего средние профили $\varepsilon_{aer}(h)$:

$$\varepsilon_{aer}(h) = \varepsilon_{aer}(0) \exp(-\beta h), \quad (3)$$

либо соответствовала моделям аэрозоля, рекомендованным WCP [20]. Напомним, что в соответствии [20] атмосфера толщиной 30 км разбивается на 4 слоя, в пределах которых оптические характеристики аэрозоля считаются постоянными (табл. 1). Предполагалось, что вертикальный профиль рэлеевского рассеяния описывается экспоненциальным распределением [21]:

$$\sigma_R(h, \lambda) = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4 \sigma_R(h, \lambda_0),$$

$$\sigma_R(h, \lambda_0) = \sigma_R(0) \exp(-0,125h),$$

$$\sigma_R(0) = 0,0119 \text{ км}^{-1}, \lambda_0 = 0,55 \text{ мкм}.$$

Будем считать, что отражение от подстилающей поверхности описывается законом Ламберта с альbedo A_s .

На данном этапе решения задачи пренебрежем влиянием рефракции.

Т а б л и ц а 1

Вертикальные профили оптических характеристик аэрозоля, рекомендованные WCP [20];
 $\lambda = 0,55 \text{ мкм}$

Интервал высот, км	Аэрозоль		
	городской	континентальный	морской
0–2	$\varepsilon_{aer} = 0,5 \text{ км}^{-1}, \tau_{aer} = 1$ $\Lambda_{aer} = 0,647$	$\varepsilon_{aer} = 0,1 \text{ км}^{-1}, \tau_{aer} = 0,2$, $\Lambda_{aer} = 0,891$	$\varepsilon_{aer} = 0,05 \text{ км}^{-1}, \tau_{aer} = 0,1$ $\Lambda_{aer} = 0,989$
2–12	$\varepsilon_{aer} = 0,0025 \text{ км}^{-1}, \tau_{aer} = 0,025, \Lambda_{aer} = 0,891$		
12–20	$\varepsilon_{aer} = 0,218 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}, \tau_{aer} = 0,1744 \cdot 10^{-2}, \Lambda_{aer} = 1$		
20–30	Фоновый стратосферный аэрозоль $\varepsilon_{aer}(20 \text{ км}) = 0,218 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}, \varepsilon_{aer}(30 \text{ км}) = 0,332 \cdot 10^{-4} \text{ км}^{-1}$, $\varepsilon_{aer}(20\text{--}30 \text{ км})$ – линейная интерполяция, $\Lambda_{aer} = 1$		

3. Метод решения

Пространственно-угловые характеристики солнечной радиации в условиях безоблачной атмосферы могут быть рассчитаны различными численными методами, исчерпывающий обзор и сравнительный анализ которых представлены, например, в [4]. Особое место среди них занимают алгоритмы метода Монте-Карло, обладающие широкими возможностями учета характеристик реальной атмосферы, использования любого разумного числа детекторов без существенного увеличения времени счета, выделения одно- и многократной компоненты рассеяния диффузной радиации и т.д.

Рассмотрим среднюю по телесному углу Ω_1 яркость рассеянного излучения в точке наблюдения \mathbf{r}^*

$$B(\mathbf{r}^*, \omega_1) = \int_{\Omega_1} B(\mathbf{r}^*, \omega) d\omega.$$

Угол Ω_1 определяется направлением визирования $\omega_1 = (\xi, \varphi_1)$ и апертурным углом 2γ , $0 < \gamma < \pi/2$, γ отсчитывается относительно ω_1 . При исследовании азимутальной зависимости приходящей радиации для заданных координат точки наблюдения \mathbf{r}^* и зенитном угле визирования ξ в аэрозольно-молекулярной атмосфере наиболее эффективным методом расчета $B(\mathbf{r}^*, \omega_k)$, $\omega_k = (\xi, \varphi_k)$, $k = 1, 2, \dots, N_\varphi$, является метод сопряженных блужданий (МСБ).

Согласно идеологии МСБ (см., например, [18]) регистрируемая приемником яркость в угле Ω_1 определяется равенством

$$B(\mathbf{r}^*, \omega_1) = M\xi,$$

где $M\xi$ – математическое ожидание случайной величины $\xi = \sum_{n=0}^{\infty} \eta(\mathbf{r}_n, \mathbf{w}_n)$. Для оценки $B(\mathbf{r}^*, \omega_1)$ необходимо:

- моделировать сопряженные траектории из точки \mathbf{r}^* с направлениями, распределенными равномерно в пределах Ω_1 , т.е. имеющими плотность $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}^*) / |\Omega_1|$,
- в каждой точке столкновения \mathbf{r}_n вычислять величину $\eta_n(\mathbf{r}_n, \mathbf{w}_n)$, \mathbf{w}_n – направление движения частицы перед столкновением в точке \mathbf{r}_n .

В плоской модели атмосферы (индекс «pp») величина $\eta_n = \eta_n^{pp}(\mathbf{r}_n, \mathbf{w}_n)$ определяется соотношением

$$\eta_n^{pp}(\mathbf{r}_n, \mathbf{w}_n) = 0,5\Lambda(\mathbf{r}_n) \exp[-\tau(\mathbf{r}_n)] g(\mathbf{w}_n, -\omega_\odot) |\Omega_1|.$$

Здесь $\Lambda(\mathbf{r}_n)$ – альbedo однократного рассеяния в точке \mathbf{r}_n ; $\tau(\mathbf{r}_n)$ – оптическая длина отрезка от точки \mathbf{r}_n до верхней границы атмосферы в направлении $-\omega_\odot$; $g(\mathbf{w}_n, -\omega_\odot)$ – индикатриса рассеяния излучения среды в точке \mathbf{r}_n . Осевая симметрия системы «Солнце–атмосфера–Земля» позволяет вычислять одновременно вклады в интенсивность для целого множества направлений визирования ω_k ,

$\omega_k = (\xi, \varphi_k)$, $k = 1, 2, \dots, N_\varphi$, моделируя одну траекторию движения фотонов – для направления визирования $\omega_1 = (\xi, \varphi_1)$. Для этого в оценке η_n^{pp} нужно перейти от заданного направления падения солнечного излучения ω_\odot к множеству переменных направлений $\omega_{\odot,k} = (a_{\odot,k}, b_{\odot,k}, c_{\odot,k})$, $k = 1, 2, \dots, N_\varphi$, с координатами

$$a_{\odot,k} = \sin \xi_\odot \cos (\varphi_\odot + \varphi_1 - \varphi_k);$$

$$b_{\odot,k} = \sin \xi_\odot \sin (\varphi_\odot + \varphi_1 - \varphi_k);$$

$$c_{\odot,k} = -\cos \xi_\odot.$$

В сферической модели атмосферы (индекс «sph») величины, которые необходимо рассчитывать в каждой точке столкновения \mathbf{r}_n , представляются формулой

$$\eta_n^{sph}(\mathbf{r}_n, \mathbf{w}_n) = \Lambda(\mathbf{r}_n) \exp[-\tau(\mathbf{r}_n)] g(\mathbf{w}_n, -\omega_\odot) |\Omega_n| / (2\pi^2 R_{atm}^2).$$

Для того чтобы убедиться в правильной реализации упомянутых выше алгоритмов, было проведено сравнение с результатами расчетов других авторов. В табл. 2 представлены расчеты интенсивности приходящего солнечного излучения ($\mu < 0$) методом конечных разностей, FN-методом [4] и методом сопряженных блужданий (наши расчеты). Тестирование проводилось в приближении плоскопараллельной атмосферы для оптической модели городского аэрозоля (см. табл. 1). В целом согласие результатов, полученных тремя методами, можно считать удовлетворительным: относительное различие находится в пределах погрешности расчетов методом Монте-Карло. (Отметим, что относительная погрешность наших расчетов не превышает в подавляющем большинстве случаев 1%). Единственное расхождение относится к пику в направлении «вперед» ($\mu = \mu_\odot = -0,5$) и связано с различными способами дискретизации (подробнее этот вопрос обсуждается в [4]).

Таблица 2

Сравнение результатов расчетов интенсивности приходящей рассеянной радиации на поверхность Земли в направлении $\omega = (\xi, \varphi)$ (плоскопараллельная модель атмосферы). Входные параметры: молекулярная оптическая толщина $\tau_R = 0,1$, зенитный угол Солнца $\xi_\odot = 60^\circ$, $A_s = 0$

$\cos \xi_\odot = \mu$	$\varphi = 0^\circ$			$\varphi = 90^\circ$			$\varphi = 180^\circ$		
	Метод конечных разностей [4]	FN-метод [4]	Метод сопряженных блужданий (наши расчеты)	Метод конечных разностей [4]	FN-метод [4]	Метод сопряженных блужданий (наши расчеты)	Метод конечных разностей [4]	FN-метод [4]	Метод сопряженных блужданий (наши расчеты)
0,0	0,1252	0,1229	0,1228	0,0343	0,0331	0,0332	0,0258	0,0249	0,0251
-0,1	0,1875	0,1868	0,1866	0,0451	0,0448	0,0448	0,0326	0,0324	0,0326
-0,2	0,2735	0,2725	0,2722	0,0555	0,0552	0,0552	0,0391	0,0388	0,0390
-0,25	–	0,3229	0,3217	–	0,0598	0,0597	–	0,0416	0,0418
-0,3	0,3776	0,3759	0,3745	0,0637	0,0637	0,0636	0,0440	0,0439	0,0441
-0,4	0,4716	0,4915	0,4934	0,0694	0,0692	0,0691	0,0469	0,0467	0,0470
-0,5	0,6884	0,6853	6,9960	0,0725	0,0748	0,0725	0,0476	0,0495	0,0478
-0,6	0,4733	0,4853	0,4835	0,0740	0,0739	0,0739	0,0473	0,0473	0,0474
-0,7	0,3591	0,3588	0,3580	0,0749	0,0747	0,0749	0,0468	0,0468	0,0471
-0,75	–	0,3046	0,3035	–	0,0750	0,0751	–	0,0469	0,0470
-0,8	0,2563	0,2555	0,2536	0,0755	0,0754	0,0754	0,0474	0,0472	0,0473
-0,9	0,1702	0,1696	0,1690	0,0763	0,0762	0,0763	0,0505	0,0501	0,0505
-1,0	0,0771	0,0775	0,0773	0,0775	0,0775	0,0773	0,0771	0,0775	0,0773

Сравним оценки углового распределения интенсивности излучения, выполненные методом сопряженных блужданий, в сферической модели атмосферы с изотропным рассеянием и экспоненциальным распределением по высоте коэффициента ослабления $\epsilon(h)$ [17]. В табл. 3 приведены результаты расчетов яркости горизонта B_H для различных зенитных углов Солнца и двух различных направлений визирования $\varphi = 0$ и 180° . Наблюдаемые различия в значениях интенсивности диффузной радиации не превышают 10%. Это, по-видимому, можно объяснить точностью, с которой выполнены расчеты, приведенные в [17]: их относительная погрешность составляет примерно 10%.

Эффективность алгоритма расчетов, определяемая временем счета при заданной точности, существенно зависит от сложности используемой модели атмосферы. Поэтому рассмотрим далее, насколько сильное воздействие оказывают на формирование угловой структуры приходящей радиации сферичность земной атмосферы и вертикальный ход оптических характеристик аэрозоля.

Все приводимые ниже расчеты выполнены для оптических характеристик аэрозоля, соответствующих длине волны $\lambda = 0,55$ мкм, зенитном угле наблюдения $\xi = 89^\circ$, альбедо подстилающей поверхности $A_s = 0,2$. Апертура

приемника ($2\gamma = 0,1^\circ$) выбрана таким образом, чтобы исключить вклад подстилающей поверхности в однократно рассеянное излучение.

Таблица 3

Сравнение результатов расчетов яркости горизонта в сферической модели атмосферы, выполненных методом сопряженных блужданий, при $A_s = 0,8$, оптической толщине $\tau = 0,1$ и альбедо однократного рассеяния $\Lambda = 1$

Зенитный угол Солнца ξ_\odot	Результаты работы [17]		Наши расчеты	
	$\varphi = 0^\circ$	$\varphi = 180^\circ$	$\varphi = 0^\circ$	$\varphi = 180^\circ$
30	0,0142	0,0154	0,0161	0,0159
60	0,0108	0,01	0,0115	0,0112
80	0,00677	0,00591	0,00636	0,00585
82	0,00601	0,00507	0,0056	0,00499
84	0,00444	0,00352	0,0047	0,00399
86	0,00329	0,00261	0,00365	0,00277
87	0,00281	0,00183	0,00305	0,00209
88	0,00215	0,00147	0,00241	0,00139
89	0,00179	0,000846	0,00176	0,000775

4. Влияние сферичности атмосферы на поле яркости приходящей радиации

Оценки влияния сферичности атмосферы Земли на радиационные характеристики получают, как правило, путем сопоставления решений уравнения переноса излучения (с хорошей точностью) для сферической и плоскопараллельной геометрий. Этот вопрос был достаточно проработан для задач сумеречного зондирования атмосферы с поверхности Земли и исследования пространственно-углового распределения интенсивности с борта космического корабля. Для условий наблюдений дневного безоблачного неба с Земли влияние сферичности атмосферы подробно исследовано в альмукантарате Солнца, тогда как в пригоризонтной области тестирование проведено лишь для единичных случаев (см., например, [17, 18] и приведенную в них библиографию).

Мы выполнили цикл расчетов интенсивности рассеянной радиации $B(\mu, \varphi)$ в широком диапазоне изменения аэрозольных оптических толщ $0 \leq \tau_{aer} \leq 0,9$ и зенитных углов Солнца $0 \leq \xi_{\odot} \leq 85^{\circ}$ в моделях сферической и плоской атмосферы. Поскольку при интерпретации результатов расчетов яркости удобнее использовать понятие «угла рассеяния» (по аналогии с индикатрисой рассеяния излучения), в дальнейшем вместо $B(\mu, \varphi)$ будем использовать обозначение $B(\theta) = B(\mu, \varphi)$, где угол рассеяния θ связан с азимутальным углом наблюдения φ и зенитными углами ξ и ξ_{\odot} локальной системы координат соотношением

$$\cos \theta = \sin \xi \sin \xi_{\odot} \cos \varphi + \cos \xi \cos \xi_{\odot}.$$

Очевидно, что при вариациях φ в интервале $0 \leq \varphi \leq \pi$ угол θ изменяется в диапазоне $(|\xi - \xi_{\odot}|, \xi + \xi_{\odot})$.

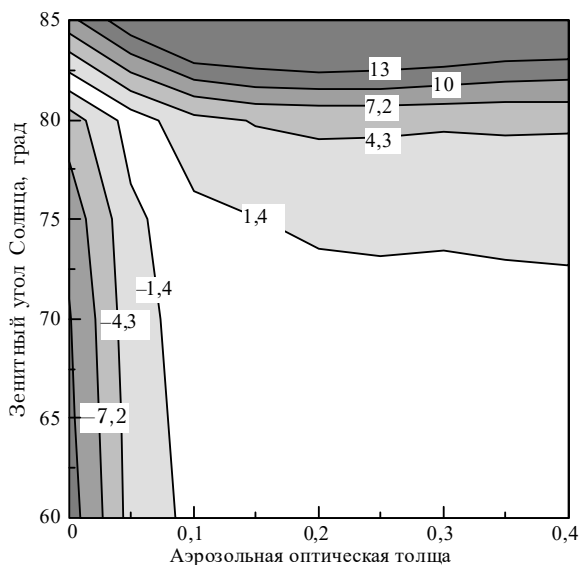


Рис. 3. Относительное различие угловых распределений диффузной радиации Δ_{sph} (%), рассчитанных в сферической и плоскопараллельной моделях атмосферы

В качестве характеристики, описывающей влияние сферичности атмосферы, выберем величину

$$\Delta_{sph} = 100\% \frac{B^{sph}(\theta) - B^{pp}(\theta)}{B^{sph}(\theta)}.$$

Результаты сравнения показали, что при малых оптических толщах аэрозоля ($\tau_{aer} \leq 0,05$) и/или больших зенитных углах Солнца ($\xi_{\odot} \geq 82^{\circ}$) значения $|\Delta_{sph}|$ достигают 10% (рис. 3). Это означает, что учет сферичности атмосферы может привести к ошибкам в понимании особенностей формирования поля яркости в области горизонта и интерпретации данных натурных измерений. В связи с этим все дальнейшие расчеты выполнены в сферической модели атмосферы.

5. Влияние вертикального хода оптических характеристик аэрозоля

Проблема влияния вертикальной стратификации оптических характеристик аэрозоля обсуждалась ранее в связи с измерениями диффузной радиации в альмукантарате Солнца, например для прямых задач – в работе [3], для обратных задач в работе [14]. Было показано, что в области применимости плоскопараллельной модели атмосферы (т.е. для зенитных углов Солнца $\xi_{\odot} \leq 75 \div 80^{\circ}$) поле яркости определяется интегральными оптическими характеристиками всего столба атмосферы, и решение задачи существенно упрощается. Рассмотрим далее, насколько изменится ситуация при переходе к углам визирования, близким к линии горизонта?

5.1. Вертикальный профиль коэффициента аэрозольного ослабления

Из (2) следует, что однократное рассеяние в горизонтальном направлении B_{H0} определяется индикатрисой однократного рассеяния атмосферы на уровне $h \ll (R_{atm} - R_0)$, состоящей из двух компонент:

$$g(\mu = 0, \mu', h) = K_{aer}(h) g_{aer}(\mu = 0, \mu', h) + K_R(h) g_R(\mu = 0, \mu', h),$$

$$K_{aer}(h) = \frac{\sigma_{aer}(h)}{\sigma_{aer}(h) + \sigma_R(h)}, \quad K_R(h) = \frac{\sigma_R(h)}{\sigma_{aer}(h) + \sigma_R(h)}. \quad (4)$$

Поэтому можно ожидать, что угловое распределение диффузной радиации $B(\theta)$ в пригоризонтной области небосвода зависит от оптических свойств приземного слоя и это влияние будет тем больше, чем больше вклад однократного рассеяния $B_0(\theta)$ в $B(\theta)$. На основе численных экспериментов проверим, насколько справедливо это предположение.

Рассмотрим модель атмосферы толщиной 30 км. В интервале высот 12–30 км будем использовать модель стратосферного аэрозоля (см. табл. 1), а в пределах слоя 0–12 км выберем четыре вертикальных профиля коэффициента аэрозольного ослабления (рис. 4):

- а) $\varepsilon_{aer}(h) = \text{const}$ (вертикально-однородная атмосфера);
- б) двухслойная модель $\varepsilon_{aer}(h)$, рекомендованная WCP для континентальных условий (см. табл. 1);
- в) экспоненциальное распределение [формула (3)];
- г) инверсионное распределение аэрозоля (в виде параболы) в пределах слоя 0–2 км и $\varepsilon_{aer}(h) = \text{const}$ в слое 2–10 км.

Влияние типа вертикального профиля $\varepsilon_{aer}(h)$ на поле яркости будем характеризовать величиной

$$\Delta_{pr}(\theta) = 100\% \frac{B^{exp}(\theta) - B(\theta)}{B^{exp}(\theta)}, \quad \Delta_{pr}^0(\theta) = 100\% \frac{B_0^{exp}(\theta) - B_0(\theta)}{B_0^{exp}(\theta)}.$$

Индекс «exp» соответствует расчетам с использованием экспоненциального распределения коэффициента аэрозольного ослабления. Экспоненциальный профиль $\varepsilon_{aer}(h)$ выбран в качестве эталонного, поскольку он отражает наиболее общую тенденцию вертикального распределения аэрозоля. Очевидно, что для однозначного описания $\varepsilon_{aer}(h)$ достаточно задать аэрозольную оптическую толщину τ_{aer} и $\varepsilon_{aer}(0)$ [формула (3)]. Расчеты $B^{exp}(\theta)$ выполнены с использованием подробной вертикальной сетки: в интервале 0–2 км с шагом 0,1 км, в интервале 2–12 км – с шагом 0,5 км; зенитный угол Солнца $\xi_{\odot} = 60^{\circ}$.

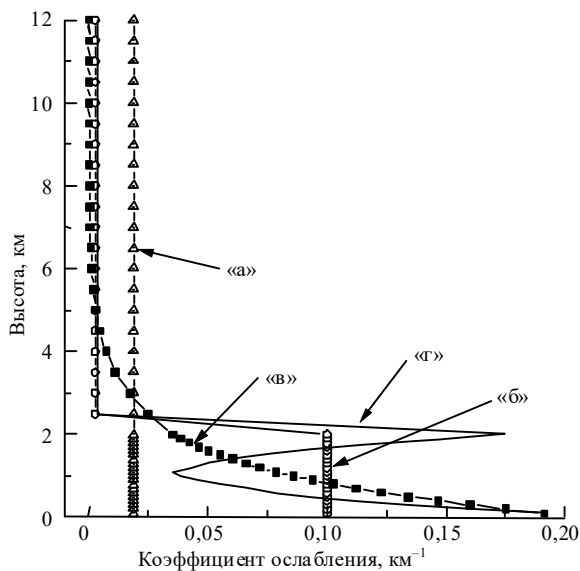


Рис. 4. Профили коэффициентов аэрозольного ослабления в диапазоне высот от 0 до 12 км: «а» – вертикально-однородная модель; «б» – двухслойная модель WSP; «в» – экспоненциальное распределение; «г» – инверсионное распределение аэрозоля

В первом численном эксперименте сравним результаты расчетов яркости для вертикальных профилей аэрозоля «а», «б» и «в». Параметры распределений «а» и «в» выберем таким образом, чтобы оптическая толщина аэрозоля в интервале 0–12 км для всех трех распределений оставалась одной и той же и соответствовала континентальной аэрозольной модели $\tau_{aer} = 0,23$, а $\varepsilon_{aer}(0) = 0,2 \text{ км}^{-1}$.

На рис. 5 представлены результаты расчетов интенсивности рассеянного излучения $B(\theta)$, ее однократно рассеянной компоненты $B_0(\theta)$ для распределений «а», «б» и «в», а также величины $\Delta_{pr}(\theta)$ и $\Delta_{pr}^0(\theta)$. Главная особенность поведения $\Delta_{pr}(\theta)$ и $\Delta_{pr}^0(\theta)$ состоит в том, что эти характеристики имеют ярко выраженный угловой ход (особенно $\Delta_{pr}^0(\theta)$), который качественно повторяет индикатрису аэрозольного рассеяния $g_{aer}(\theta)$. Как следует из (4), при любом фиксированном угле наблюдения $B_0(\theta)$ зависит как от значений $g_{aer}(\theta)$ и $g_R(\theta)$, так и от весовых множителей, которые определяются в основном коэффициентом аэрозольного ослабления в приземном слое. Учитывая вытянутость аэрозольной индикатрисы рассеяния в направлении «вперед», при визировании «на Солнце» преобладающее влияние на $B_0(\theta)$ оказывает аэрозольная компонента атмосферы, тогда как при визировании в противовеертикале Солнца возрастает роль молекулярной компоненты.

Максимальные различия полей яркости наблюдаются при сравнении с вертикально-однородной моделью атмосферы и касаются преимущественно $B_0(\theta)$: $\Delta_{pr}^0(\theta)$ изменяется примерно от 20 до –100% при изменении азимутального угла наблюдения от 0 до 180°. В этом случае значения $\varepsilon_{aer}(0)$ отличаются на порядок (см. рис. 4), а параметры $K_{aer}(h=0)$ равны соответственно $\approx 0,95$ для экспоненциального профиля $\varepsilon_{aer}(h)$ и $\approx 0,7$ – для профиля $\varepsilon_{aer}(h) = \text{const}$. Это означает, что чувствительность яркости неба вблизи горизонта к аэрозольной компоненте сильнее проявляется в модели с экспоненциальным распределением коэффициента ослабления.

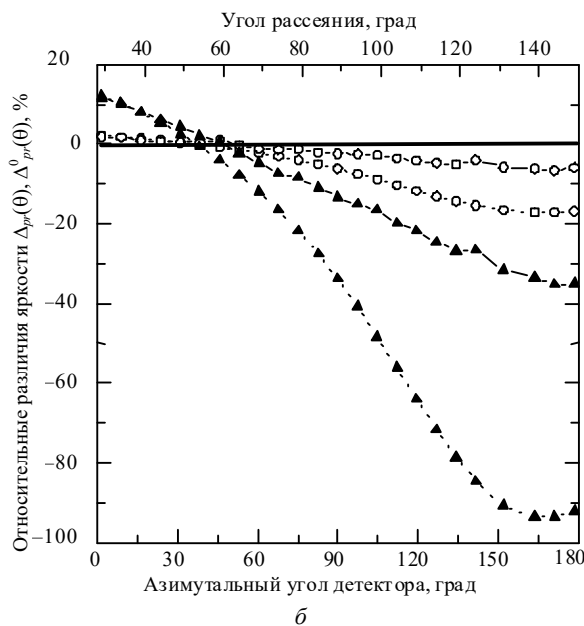
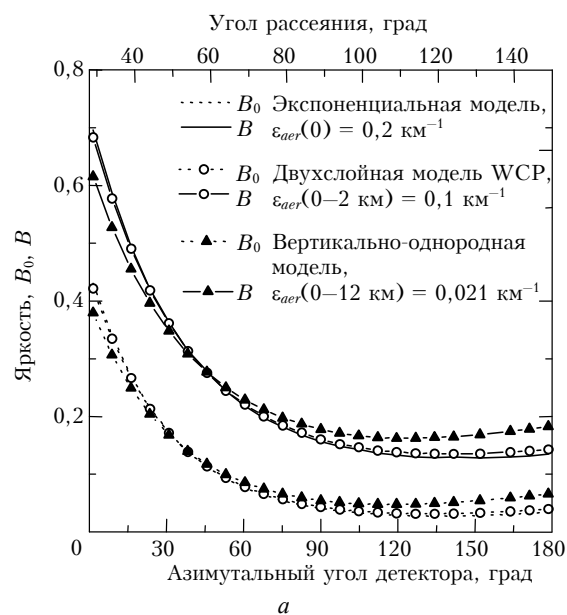


Рис. 5. Угловая зависимость диффузной радиации B и однократно рассеянной компоненты B_0 (а) и их относительные различия $\Delta_{pr}(\theta)$, $\Delta_{pr}^0(\theta)$ (б), рассчитанные для «а», «б», «в»-профилей коэффициентов аэрозольного ослабления

Вертикальный профиль $\epsilon_{aer}(h)$ в двухслойной модели «б» является более подходящим для проведения расчетов поля яркости в пригоризонтной области: $|\Delta_{pr}(\theta)| \leq 5 \div 7\%$ во всем диапазоне углов рассеяния, хотя $\Delta_{pr}^0(\theta)$ при увеличении азимутального угла наблюдения возрастает примерно до -20% . Это объясняется тем, что различие $\epsilon_{aer}(0)$ в моделях с вертикальными профилями «б» и «в» уменьшается и, как следствие, весовые множители $K_{aer}(h=0)$ сближаются.

Таким образом, для адекватного описания угловых распределений приходящей радиации необходимо, помимо оптической толщи, дополнительно учитывать коэффициент аэрозольного ослабления в приземном слое $\xi_{aer}(0)$. В следующем численном эксперименте оценим точность задания величины $\epsilon_{aer}(0)$, для определения которой традиционно используется метеорологическая дальность видимости

$$S_M \approx 3,91/\epsilon(0). \quad (5)$$

Рассмотрим яркость неба при «истинном» значении $\epsilon_{aer}(0) = 0,2 \text{ км}^{-1}$, что соответствует $S_M \approx 20 \text{ км}$ – характерной величине для ситуаций атмосферной дымки. Предположим, что погрешность определения метеорологической дальности видимости составляет 50% , т.е. $10 \leq S_M \leq 30 \text{ км}$. Насколько $B(\theta)$, $B_0(\theta)$ и $B_m(\theta)$, рассчитанные при $\epsilon_{aer}(0) = 0,143 \text{ км}^{-1}$ ($S_M \approx 30 \text{ км}$) и $\epsilon_{aer}(0) = 0,35 \text{ км}^{-1}$ ($S_M \approx 10 \text{ км}$), отличаются от соответствующих характеристик при «истинном» $\epsilon_{aer}(0)$?

В качестве характеристики отклонения выберем величину

$$\Delta_{S_M} = 100\% \frac{B(\theta, S_M = 20 \text{ км}) - B(\theta, S_M = S'_M)}{B(\theta, S_M = 20 \text{ км})}, S'_M = 10; 30 \text{ км}. \quad (6)$$

(Отклонения для компонент однократного $B_0(\theta)$ и многократного $B_m(\theta)$ рассеяния рассчитываются аналогично). Как следует из рис. 6, Δ_{S_M} во всем диапазоне углов не превышает $3-4\%$, относительное различие в расчетах однократно рассеянной компоненты $\Delta_{S_M}^0$ максимально в противозеркале Солнца ($\approx -8\%$). Точность задания $\epsilon_{aer}(0)$ в указанном диапазоне оказывает минимальное влияние на $B_m(\theta)$: во всем диапазоне углов рассеяния θ величина $|\Delta_{S_M}^m| \leq 2 \div 3\%$. Аналогичные оценки Δ_{S_M} были получены и для других реальных значений τ_{aer} и S_M .

Дополнительные численные эксперименты свидетельствуют о том, что нет необходимости учитывать экспоненциальный ход $\epsilon_{aer}(h)$ во всем высотном диапазоне $0-12 \text{ км}$. Если определять $\epsilon_{aer}(h)$ на основе формулы (3) в пределах нижнего двухкилометрового слоя, а в интервале высот $2 < h < 12 \text{ км}$ положить $\epsilon_{aer}(h) = \text{const}$, то относительные отклонения $B(\theta)$, $B_0(\theta)$ и $B_m(\theta)$ не превысят $1-2\%$. Что изменится, если вместо экспоненциального профиля $\epsilon_{aer}(h)$ рассмотреть инверсионное распределение аэрозоля в пределах слоя $0-2 \text{ км}$ (см. рис. 4)? Расчеты показали, что при одинаковых $\epsilon_{aer}(0)$ и оптической толщине $\tau_{aer}(0-2 \text{ км}) = 0,23$ относительное различие $B(\theta)$, $B_0(\theta)$ и $B_m(\theta)$ не превышает 2% .

Таким образом, даже при грубом определении аэрозольного замутнения в приземном слое и наличии инверсии точность расчетов полей яркости на основе экспоненциального профиля $\epsilon_{aer}(h)$ оказывается вполне приемлемой.

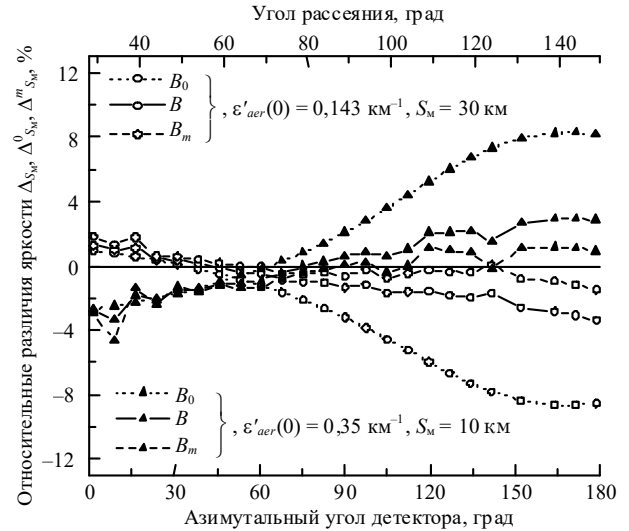


Рис. 6. Относительные отклонения яркости, рассчитанные для различных $\epsilon_{aer}(0)$, «истинное» значение $\epsilon_{aer}(0) = 0,2 \text{ км}^{-1}$, $S_M = 20 \text{ км}$

5.2. Вертикальный профиль альбедо однократного рассеяния аэрозоля

Для анализа влияния вертикальной стратификации $\Lambda_{aer}(h)$ рассмотрим двухслойную модель:

$$\Lambda_{aer}(h) = \begin{cases} \Lambda_1, & 0 \leq h < 2 \text{ км} \\ \Lambda_2, & 2 \leq h < 12 \text{ км}. \end{cases}$$

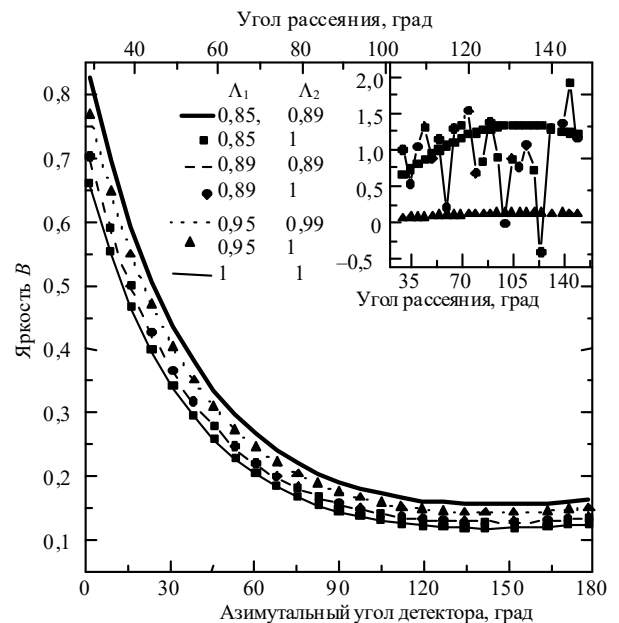


Рис. 7. Влияние профилей альбедо однократного рассеяния Λ_{aer} на яркость неба вблизи горизонта

Сравнение значений яркости, рассчитанных при заданных Λ_1 и различных значениях Λ_2 (рис. 7), показало, что вариации альбедо однократного рассеяния в слое $h > 2 \text{ км}$ оказывают минимальное влияние на $B(\theta)$, $B_0(\theta)$ и $B_m(\theta)$: относительное различие результатов расчетов не превышает 2% .

Заключение

Для исследования яркости неба при больших зенитных углах наблюдения использован метод сопряженных блужданий, который позволяет эффективно рассчитывать угловую структуру приходящей солнечной радиации, в том числе с учетом вертикальной неоднородности атмосферы, возможностью выделения компоненты многократного рассеяния и обобщения на случай поглощения атмосферными газами.

Анализ расчетов яркости неба в области горизонта показал необходимость учета сферичности атмосферы. Использование плоскопараллельной модели при малых аэрозольных оптических толщах ($\tau_{aer} \leq 0,05$) и/или больших зенитных углах Солнца ($\xi_{\odot} \geq 82^{\circ}$) может привести к погрешностям в определении яркости $B(\theta)$ до 10%.

Результаты численного моделирования свидетельствуют, что при больших зенитных углах наблюдения приходящая радиация определяется не только оптической толщиной атмосферы, но и коэффициентом аэрозольного ослабления в приземном слое. Для задания $\epsilon_{aer}(0)$ достаточно использовать приближенные значения метеорологической дальности видимости S_m : даже при 50% погрешности оценки S_m для характерных значений атмосферной дымки относительное различие яркости $B(\theta)$ не превосходит 5%. Таким образом, с точки зрения эффективности расчетов модель вертикальной стратификации $\epsilon_{aer}(h)$ в слое 0–12 км целесообразно определить следующим образом: экспоненциальное распределение (с оценочным значением $\epsilon_{aer}(0)$) в интервале высот 0–2 км и однородный слой в высотном диапазоне 2–12 км.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-05-64492).

1. Шифрин К.С., Пятовская Н.П. Таблицы наклонной видимости и яркости дневного неба. Л.: Гидрометеиздат, 1959. 210 с.
2. Соболев В.В. Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 335 с.
3. Лившиц Г.Ш. Рассеяние света в атмосфере. Алма-Ата: Наука, 1965. 177 с.
4. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах / Под ред. Ж. Ленобль. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 264 с.
5. Кушитиль В.И. Яркость дневного безоблачного неба (экспериментальные данные). Л.: ОНТИ ГОИ, 1971. 164 с.

6. Пясковская-Фесенкова Е.В. Исследование рассеяния света в земной атмосфере. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 219 с.
7. Лившиц Г.Ш., Павлов В.Е. Прозрачность атмосферы и связь между некоторыми оптическими параметрами. Алма-Ата: Наука, 1968. С. 59–64.
8. Антофеев В.С., Назаралиев М.А. Обратные задачи атмосферной оптики. Новосибирск: Вычислительный центр СО АН СССР, 1988. 156 с.
9. Смеркалов В.А. Прикладная оптика атмосферы. СПб.: Гидрометеиздат, 1997. 334 с.
10. Dubovik O.T., Lapyonok T.V. and Oshchepkov S.L. Improved technique for data inversion: Optical sizing of multicomponent aerosols // Appl. Opt. 1995. V. 34. № 36. P. 8422–8436.
11. Nakajima T., Tonna G., Rao R., Boi P., Kaufman Y., and Holben B. Use of sky brightness measurements from ground for remote sensing of particulate polydispersions // Appl. Opt. 1996. V. 35. № 15. P. 2672–2686.
12. Devaux C., Vermeulen A., Deuze J.L., Dubuisson P., Herman M. and Senter R. Retrieval of aerosol single-scattering albedo from ground-based measurements: Application to observational data // J. Geophys. Res. D. 1998. V. 103. № 8. P. 8753–8761.
13. Romanov P., O'Neill N.T., Royer A. and McArthur B.L.J. Simultaneous retrieval of aerosol refractive index and particle size distribution from ground-based measurements of direct and scattered solar radiation // Appl. Opt. 1999. V. 38. № 36. P. 7305–7320.
14. Dubovik O., Holben B., Kaufman Y., Yamasoe M., Smirnov A., Tanre D., and Slutsker I. Single-scattering albedo of smoke retrieved from the sky radiance and solar transmittance measured from ground // J. Geophys. Res. D. 1998. V. 103. № 24. P. 31903–31923.
15. Dubovik O.T., King M. A flexible inversion algorithm for retrieval aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. № D16. P. 20673–20696.
16. Корзов В.И., Красильщиков Л.Б. Измерение спектральной яркости неба у горизонта в пустыне Каракумы // Радиационные исследования в атмосфере: Труды ГГО. 1972. Вып. 275. С. 184–194.
17. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике / Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 283 с.
18. Назаралиев М.А. Статистическое моделирование радиационных процессов в атмосфере. Новосибирск: Наука, 1990. 226 с.
19. Сакерин С.М. Взаимосвязь угловой структуры ИК-радиации с оптическими характеристиками приземного слоя атмосферы // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 8. С. 653–658.
20. A preliminary cloudless standart atmosphere for radiation computation. World Climate Research Programme. WCP-112, WMO/TD N 24. 1986. 60 p.
21. Марчук Г.И., Михайлов Г.А. Результаты решения некоторых обратных задач атмосферной оптики методом Монте-Карло // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1967. Т. III. № 4. С. 394–401.

T.B. Zhuravleva, I.M. Nasretdinov, S.M. Sakerin. Numerical simulation of the angular structure of the near-horizon sky brightness at observation from the ground surface. Part I. Aerosol atmosphere.

The effect of sphericity of the atmosphere and the vertical stratification of the aerosol optical characteristics on the angular distribution of the near-ground cloudless sky brightness at observation from the ground is studied on the basis of calculations by means of the method of conjugated trajectories. It is shown that neglect of sphericity at small aerosol optical thickness and/or great Sun zenith angle can lead to the error up to 10% in calculations of intensity. The peculiarity of the near-horizon sky brightness is its dependence on not only the optical thickness of the atmosphere, but also on the aerosol extinction coefficient in the near-ground layer. To take into account this factor, it is sufficient to use the approximate values of the meteorological range with the error up to 50%.