

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

Численное моделирование угловой структуры яркости неба вблизи горизонта при наблюдении с Земли. Часть III. Закономерности углового распределения

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 9.08.2004 г.

Обсуждаются закономерности формирования пространственно-угловой структуры яркости безоблачного неба в «окнах прозрачности» видимой и ближней ИК-области спектра при больших зенитных углах наблюдения. На основе численного моделирования показано, что угловые зависимости компонент яркости, обусловленных однократным и многократным рассеянием, ведут себя качественно аналогично, но многократная компонента имеет намного меньшую вытянутость (сглаживает угловой ход). В азимутальной зависимости диффузной радиации основная изменчивость (в 5–10 раз и более) наблюдается в передней полусфере из-за приоритетного влияния вытянутой вперед аэрозольной индикатрисы рассеяния и однократного рассеяния; угловой ход в задней полусфере определяется многократной компонентой и молекулярным рассеянием. Менее асимметричная многократная компонента яркости неба имеет слабую и практически линейную зависимость от степени вытянутости аэрозольной индикатрисы. Зенитные распределения яркости неба имеют максимум в пригоризонтной зоне, характеристики которого зависят от величины замутнения атмосферы — при увеличении оптической толщи максимум яркости стягивается к горизонту. С приближением к горизонту зенитные зависимости яркости асимптотически сходятся к значению функции источников в результате яркостного насыщения приземной дымки.

Введение

Как известно, исследования полей яркости дневного безоблачного неба при наблюдении с Земли проведены, в основном, для зенитных углов менее $\sim 75^\circ$ и в видимой области спектра, где поглощение газами мало. Среди наиболее общих закономерностей пространственной структуры отмечался рост яркости неба при уменьшении углового расстояния до Солнца и при сближении с горизонтом [1–4 и др.]. Детальных исследований яркости пригоризонтной зоны небосвода и в ИК-области спектра, по нашим данным, не проводилось из-за трудоемкости расчетов, связанных с учетом сферичности атмосферы и молекулярного поглощения.

В предыдущих работах [5, 6] был представлен алгоритм численного моделирования рассеянной радиации в сферической безоблачной атмосфере с учетом многократного рассеяния, молекулярного поглощения и аппаратных функций фотометров, используемых в радиационных экспериментах. Расчеты радиации, проведенные для «окон прозрачности» атмосферы 0,50; 0,87; 1,245; 2,137 мкм, для двух геометрий эксперимента (альмукуантарат Солнца и «горизонт») и типичных атмосферных условий показали, что пренебрежение поглощением приводит к ошибкам $\sim 2 \div 40\%$, зависящим в основном от наклонной оптической толщи поглощения в направлении наблюдения. На примере спектрального канала 0,5 мкм рассмотрено влияние на яркость

неба аэрозольной оптической толщи (АОТ) атмосферы и альbedo однократного рассеяния аэрозоля Λ^{aer} . Показано, что яркость неба в передней полусфере (относительно направления на Солнце) может иметь немонотонную зависимость от АОТ с максимумом в области значений 0,03–0,15. Рассеянная радиация в задней полусфере монотонно уменьшается с ростом АОТ для всех атмосферных условий. Зависимость яркости неба от альbedo однократного рассеяния близка к линейной (увеличение яркости с ростом Λ^{aer}) и более значимо сказывается на радиации, обусловленной многократным рассеянием.

В настоящей статье продолжен анализ модельных расчетов поля яркости неба, касающийся зависимостей радиации от зенитного и азимутального углов наблюдений. Так как используемые алгоритмы и аэрозольная модель были уже описаны [5, 6], ограничимся перечнем входных параметров, для которых проведена основная часть расчетов:

- 1) зенитные углы Солнца $\xi_{\square} = 60, 75, 85^\circ$;
- 2) зенитные углы наблюдений (детектора) ξ от 60 до 90° ;
- 3) азимутальные углы наблюдения относительно Солнца $\varphi = 0, 20, 30, 90, 180^\circ$;
- 4) альbedo подстилающей поверхности $A_S = 0,2$.

Напомним, что профили температуры, давления и концентрации газов (H_2O , CO_2 и др.) задавались согласно модели AFGl для лета умеренных широт атмосферы [7]. В отличие от [6], в данной

работе все расчеты приводятся только для аэрозольно-газовой атмосферы и с учетом спектральных аппаратных функций, поэтому для упрощения записи в обозначениях яркости неба верхний индекс AG и нижний индекс $\Delta\lambda$ опущены. При выявлении закономерностей, кроме самой яркости неба $B(\xi; \varphi)$, будем рассматривать компоненты, обусловленные однократным $B_o(\xi; \varphi)$ и многократным $B_m(\xi; \varphi)$ рассеянием. Для удобства анализа азимутальные распределения яркости неба представлены в зависимости от угла рассеяния θ , который имеет простую связь с геометрическими параметрами эксперимента:

$$\cos\theta = \sin\xi \sin\xi_{\square} \cos\varphi + \cos\xi \cos\xi_{\square}. \quad (1)$$

1. Общие свойства

Приведем уравнение для яркости неба в приближении однократного рассеяния и модели плоскопараллельной атмосферы [1, 6], которое будет полезно при дальнейшем анализе:

$$\begin{aligned} B_o(\xi, \varphi) &= E_o g^{atm}(\theta) \Lambda^{atm} \frac{M}{M-m} [T^{atm}(m) - T^{atm}(M)] = \\ &= E_o \frac{g^A(\theta) \tau_{sca}^A + g^R(\theta) \tau^R}{\tau_{sca}^A + \tau^R} \frac{\tau_{sca}^A + \tau^R}{\tau^A + \tau^R + \tau^G} \frac{M}{M-m} \times \\ &\times [T^G(m) \exp[-(\tau^A + \tau^R)m] - T^G(M) \exp[-(\tau^A + \tau^R)M]] = \\ &= E_o \frac{[g^A(\theta) \tau_{sca}^A + g^R(\theta) \tau^R] M}{(\tau^A + \tau^R + \tau^G)(M-m)} \times \\ &\times [T^G(m) \exp[-(\tau^A + \tau^R)m] - T^G(M) \exp[-(\tau^A + \tau^R)M]], \end{aligned} \quad (2)$$

где E_o – внеатмосферная солнечная постоянная (освещенность); $g^{atm}(\theta)$ – индикатриса рассеяния атмосферной толщи, зависящая от индикатрис аэрозольного $g^A(\theta)$ и молекулярного $g^R(\theta)$ рассеяния; $m(\xi_{\square})$, $M(\xi)$ – оптические массы атмосферы при зенитных углах Солнца ξ_{\square} и наблюдения ξ соответственно; T^{atm} , T^G – функции пропускания атмосферы и ее газового компонента; Λ^{atm} – альbedo однократного рассеяния атмосферной среды; τ^R , τ^G – оптические толщи молекулярного рассеяния и поглощения; τ^A , τ_{sca}^A – аэрозольные оптические толщи ослабления и рассеяния.

Реально наблюдаемая яркость неба (с учетом многократного рассеяния) имеет более сложную зависимость от характеристик атмосферы и геометрических параметров. Вместе с тем, как отмечалось в [1, 8], для описания реальной яркости можно использовать уравнение, качественно аналогичное (2), путем замены индикатрисы рассеяния атмосферной толщи на индикатрису яркости неба. Что касается влияния сферичности атмосферы, то она не изменяет общих закономерностей формирования яркости неба, а вносит некоторые количественные отличия в ситуациях $\tau^A < 0,1$ и (или) $\xi_{\square} > 82^\circ$ [5]. То есть для качественного анализа влияния различных факторов на яркость неба вполне допустимо

использовать уравнение (2), дающее наглядное представление о перераспределении роли оптических характеристик атмосферы при изменении геометрии наблюдений.

В предельном случае ($\xi = 90^\circ$, $M \rightarrow \infty$) рассеивающий столб атмосферы находится в пределах горизонтального приземного слоя и уравнение (2) принимает вид:

$$B_o(90, \varphi) = E_o g_0^{atm} \Lambda_0^{atm} T^G(m) \exp[-(\tau^A + \tau^R)m], \quad (3)$$

где

$$g_0^{atm} = \frac{g_0^A(\theta) \sigma_0^A + g_0^R(\theta) \sigma_0^R}{\sigma_0^A + \sigma_0^R} \quad \text{и} \quad \Lambda_0^{atm} = \frac{\sigma_0^A + \sigma_0^R}{\epsilon_0}$$

– индикатриса и альbedo однократного рассеяния приземного слоя; σ_0^A , σ_0^R – коэффициенты аэрозольного и молекулярного рассеяния; ϵ_0 – общий коэффициент ослабления; $m \approx 1/\cos\xi_{\square}$.

Обратим внимание, что в выражении (3) произошло разделение оптических характеристик атмосферы: первые два множителя – g^{atm} и Λ^{atm} , относятся к приземному слою (не зависят от вертикальной стратификации) и характеризуют его рассеивающую способность как вторичного источника излучения; два последних множителя определяют ослабление прямой радиации всей толщей атмосферы.

Не касаясь пока угловых зависимостей, обобщим влияние основных факторов на общий уровень рассеянной радиации. Результаты предшествующих исследований (в том числе [5, 6]) показали, что величина диффузной радиации: а) уменьшается с ростом поглощения (уменьшением атмосферного альbedo Λ^{atm}); б) может иметь немонотонную зависимость от АОТ атмосферы. В спектральной зависимости яркость неба должна следовать (при прочих равных условиях) за изменением солнечной постоянной – в области $\lambda > 0,5$ мкм уровень яркости неба уменьшаться с ростом длины волны (рис. 1).

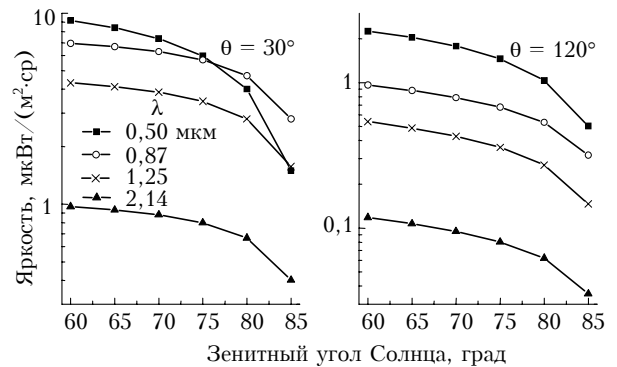


Рис. 1. Зависимости яркости неба от зенитного угла ξ_{\square} в различных спектральных участках для углов рассеяния $\theta = 30$ и 120° ($\xi = 90^\circ$; $\tau^A = 0,1$)

Кроме того, на рис. 1 иллюстрируется изменение яркости неба вблизи горизонта в зависимости от угла ξ_{\square} . С целью исключения влияния индикатрисы рассеяния расчеты в данном случае проводились для

фиксированных значений θ . Результаты показывают, что при увеличении зенитного угла Солнца яркость неба монотонно уменьшается и наиболее интенсивно в области $\xi_{\square} > 80^{\circ}$. Эту закономерность легко объяснить на примере компоненты однократного рассеяния (3). При фиксированном угле рассеяния θ изменение яркости определяется практически экспоненциальным спадом функции пропускания (прозрачности) атмосферы. Другими словами, визируемый столб атмосферы при увеличении зенитного угла Солнца освещается все более слабой радиацией. Очевидно, что интенсивность спада яркости $B_o(\xi_{\square})$ усиливается при увеличении общей оптической толщи $\tau = \tau^R + \tau^G + \tau^A$.

Об относительном вкладе однократного и многократного рассеяния в яркость неба при разных углах ξ_{\square} можно судить по рис. 2.

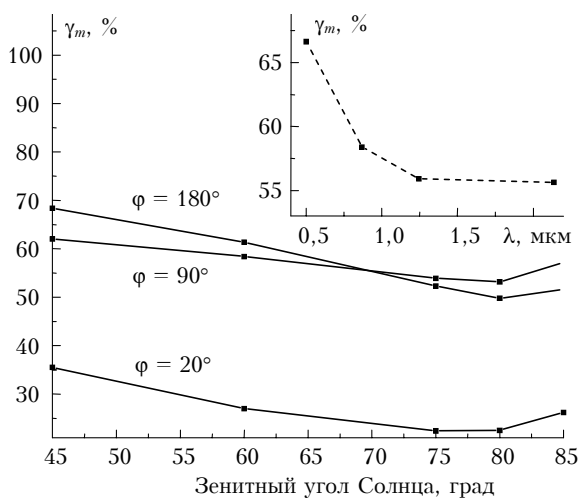


Рис. 2. Зависимость доли многократного рассеяния $\gamma_m(\xi_{\square})$ для различных азимутов наблюдения ($\lambda = 0,87$ мкм, $\tau^A = 0,1$); на вставке приведен пример спектральной зависимости γ_m ($\varphi = 90^{\circ}$; $\xi_{\square} = 60^{\circ}$; $\xi = 90^{\circ}$)

С ростом зенитного угла Солнца наблюдается тенденция уменьшения доли многократного рассеяния $\gamma_m = B_m / (B_o + B_m)$ с минимумом в области $\xi_{\square} \approx 80^{\circ}$. Характер такой зависимости, в основном, обусловлен изменением однократной компоненты $B_o(\xi_{\square})$ под влиянием двух факторов, а именно: а) роста индикатрисы рассеяния при уменьшении угла θ ; б) быстрого уменьшения прозрачности в области $\xi_{\square} > 80^{\circ}$ (см. выше).

Учитывая, что компонента яркости $B_m(\xi; \varphi)$ имеет незначительную асимметрию в сравнении с $B_o(\xi; \varphi)$, о перераспределении их вклада с изменением угла рассеяния можно судить по однократно рассеянной радиации, зависящей от $g^{atm}(\theta)$. Из (2) следует, что угловой ход атмосферной индикатрисы $g^{atm}(\theta)$ является результатом изменения характеристик аэрозольного рассеяния относительно молекулярного: рост величины аэрозольной индикатрисы g^A относительно g^R или отношения τ^A / τ^R автоматически влечет за собой увеличение однократной компоненты B_o и уменьшение γ_m . В области около-солнечных углов визирувания, из-за сильной вытя-

нутости (больших значений) индикатрисы аэрозольного рассеяния, она играет определяющую роль ($g^{atm} \rightarrow g^A$), вклад однократного рассеяния максимальный, а величина γ_m составляет менее 35% (см. $\varphi = 20^{\circ}$ на рис. 2). При больших азимутальных углах влияние многократного рассеяния постепенно увеличивается (следуя за спадом $g^A(\theta)$), но не превышает уровень 60–70%.

О влиянии других факторов на величину γ_m (кроме зависимости от φ и ξ_{\square}) можно судить по данным табл. 1.

Таблица 1
Влияние аэрозольных характеристик (τ^A, G^A) γ_m для $\xi_{\square} = 80^{\circ}$ и $\varphi = 0, 90, 180^{\circ}$

λ , мкм	G^A	τ^A	φ , °		
			0	90	180
0,5	5,3	0,1	17,6	56,3	62,8
		0,2	27,0	69,7	77,5
	8,3	0,03	14,7	51,6	41,1
		0,1	21,0	69,3	63,6
		0,4	50,7	92,5	91,2
		0,2	26,6	78,0	83,0
0,87	8	0,03	7,8	31,5	26,6
	0,2	26,8	67,6	63,7	
2,14	11,1	0,03	9,5	35,3	33,6
		0,1	22,6	54,4	51,2

При вариациях τ^A и степени вытянутости аэрозольной индикатрисы в диапазоне реальной изменчивости максимальное влияние на перераспределение вклада многократного и однократного рассеяния оказывает АОТ атмосферы:

– с ростом τ^A величина γ_m увеличивается в 2–3 раза во всем диапазоне углов φ ;

– зависимость γ_m от вытянутости индикатрисы (G^A) – нелинейная и более слабая (например, для $\tau_{0,5}^A = 0,1$ изменение γ_m составляет 20–30%).

Итак, можно сделать вывод, что минимальный вклад многократного рассеяния в диффузную радиацию ($\gamma_m \sim 0$ –20%) будет наблюдаться в ореольной области углов (φ и $|\xi - \xi_{\square}| \rightarrow 0$), при малых значениях АОТ атмосферы и в длинноволновой части спектра. Уменьшение γ_m с ростом длины волны проявляется вследствие спектральной зависимости оптических толщ $\tau^R(\lambda)$, $\tau^A(\lambda)$ и соответствующей трансформации $g^{atm}(\theta)$.

Вставка на рис. 2 иллюстрирует характер уменьшения доли многократного рассеяния с ростом длины волны при типичном спектральном ходе оптических толщ: $\tau^A \approx 0,06\lambda^{-1,3}$; $\tau^R \approx 0,009\lambda^{-4}$. Факт «стабилизации» $\gamma_m(\lambda) \rightarrow \text{const}$ является следствием того, что в области более ~ 1 мкм молекулярное рассеяние становится незначимым и поле яркости неба определяется только аэрозольными характеристиками – $g^A(\theta)$ и τ^A . В указанном диапазоне спектра снижается также влияние на процессы рассеяния мелкодисперсного аэрозоля ($r < 0,5$ мкм). Поэтому можно сделать уточнение – диффузная радиация в диапазоне более ~ 1 мкм и доля многократного рассеяния определяются преимущественно характеристиками частиц крупного аэрозоля.

2. Азимутальная зависимость яркости неба

В особенностях угловой структуры диффузной радиации отражается перераспределение роли многократного и однократного рассеяния, индикатрис аэрозольного и молекулярного рассеяния. Заметим, что при полной развертке азимутальных распределений яркости неба $B(\varphi = 0 \div 180^\circ)$ в различных альмукантаратах реализуется ограниченный диапазон углов рассеяния θ , изменяющийся с зенитным углом ξ_{\square} . Поэтому для удобства сравнения с индикатрисами рассеяния здесь и далее азимутальные распределения яркости неба представлены в виде зависимостей от углов рассеяния — $B(\theta)$. При необходимости не составляет труда провести перерасчет яркостей от углов θ к φ по формуле (1).

Максимальное влияние на асимметрию яркости неба оказывает однократная компонента $B_o(\theta)$ и аэрозольная индикатриса рассеяния $g^A(\theta)$ (рис. 3, а, б).

Из (2) следует, что в случае азимутальной зависимости (фиксированные M и m) компонента $B_o(\theta)$ с точностью до константы совпадает с индикатрисой $g^{atm}(\theta)$. Компонента многократного рассеяния $B_m(\theta)$ менее асимметрична, но ее вытянутость, как будет показано ниже, тоже монотонно увеличивается (уменьшается) вслед за g^{atm} . Следовательно, уравнение (2) для однократной компоненты качественно правильно передает основные закономерности формирования угловой структуры

яркости неба и дает возможность проанализировать влияние различных факторов.

Аэрозоль, как известно, рассеивает преимущественно в переднюю полусферу. Если для количественной характеристики различия индикатрис g^A и g^R использовать фактор асимметрии

$$G = \frac{\int_0^{\pi/2} g(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_{\pi/2}^{\pi} g(\theta) \sin \theta d\theta}, \quad (4)$$

то для молекулярного рассеяния $G^R = 1$, а для аэрозоля вытянутость индикатрисы существенно больше — $G^A \approx 3 \div 11$ [8]. То есть действие аэрозоля заключается в увеличении анизотропии яркости неба, а воздействие молекулярного рассеяния противоположно. Из-за сильной вытянутости $g^A(\theta)$ и выполнения условия $\tau^A \geq \tau^R$ (в большей части рассматриваемого диапазона спектра) основной закономерностью углового распределения является значительный рост рассеянной радиации при уменьшении углового расстояния до Солнца. По мере удаления от солнечного вертикала становится более существенным влияние индикатрисы $g^R(\theta)$, одновременно растет вклад многократного рассеяния и, как следствие двух факторов, индикатриса яркости неба $B(\theta)$ становится более полой. Точка перераспределения вклада аэрозольного и молекулярного (рис. 3, а), однократного и многократного (рис. 3, б) рассеяния находится в области $\theta \approx 60^\circ$.

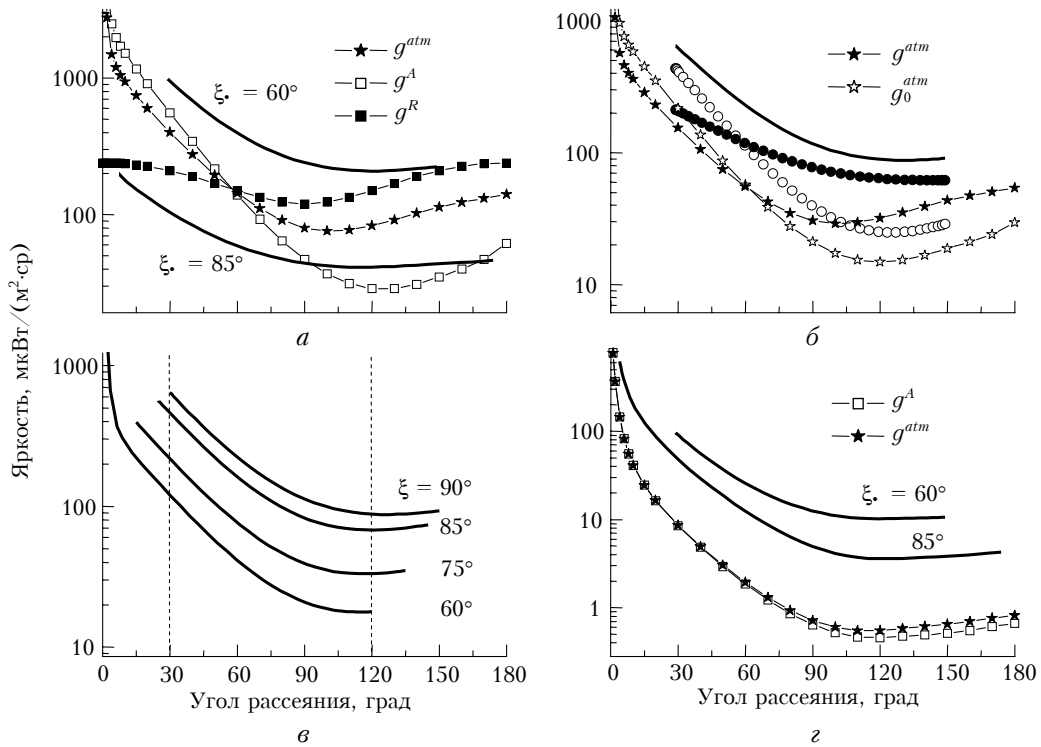


Рис. 3. Азимутальные распределения яркости неба (как функции угла θ) (— — B_o , \circ — B_m): а — для зенитных углов $\xi_{\square} = 60$ и 85° ($\xi = 90^\circ$, $\lambda = 0,5$ мкм, $\tau^A = 0,2$) в сопоставлении с индикатрисами g^{atm} , g^A , g^R ; б — отдельно для компонент яркости B_o и B_m ($\xi = 90^\circ$, $\xi_{\square} = 60^\circ$, $\lambda = 0,87$ мкм, $\tau^A = 0,2$) в сопоставлении с индикатрисами g^{atm} , g^{atm}_o ; в — для различных альмукантаратов $\xi = 60 \div 90^\circ$ ($\xi_{\square} = 60^\circ$, $\lambda = 0,87$ мкм, $\tau^A = 0,2$); г — то же, что и (а), но в ИК-области ($\lambda = 2,14$ мкм, $\tau^A = 0,1$)

В случае, когда оптическая толщина τ^R сопоставима с τ^A (видимый диапазон), на диффузную радиацию в задней полусфере основное влияние оказывает индикатриса молекулярного рассеяния $g^R(\theta)$.

Обратим внимание, что для горизонтального направления ($\xi = 90^\circ$) угловой ход $B_0(\theta)$, в соответствии с (3), действительно повторяет приземную индикатрису рассеяния $g^{atm}_{,0}$ (см. рис. 3,б), которая более асимметрична по сравнению с g^{atm} . Увеличение вытянутости $B(\theta)$ при $\xi \rightarrow 90^\circ$ является следствием существенно большего относительного вклада аэрозольного рассеяния в приземном слое атмосферы — $\sigma_0^A / \sigma_0^R \gg \tau^A / \tau^R$.

В целом угловые зависимости яркости неба в различных альмукантаратах (рис. 3,б) идентичны, а отличие связано с разным уровнем диффузной радиации и диапазоном углов рассеяния θ , реализуемом при изменении зенитного угла наблюдения ξ . В пределах одного диапазона углов рассеяния (см. пунктирные границы на рис. 3,б) асимметрия яркости неба $B(\theta)$ увеличивается по мере приближения к горизонту.

Трансформация угловой зависимости $B(\theta)$ при изменении диапазона спектра (сравни рис. 3,а и б) является следствием зависимости атмосферной индикатрисы от относительной величины τ^A / τ^R . Так как $\tau^R \sim \lambda^{-4}$, а $\tau^A \sim \lambda^{-1}$, то увеличение длины волны приводит к перераспределению роли компонент рассеяния: атмосферная индикатриса сближается с аэрозольной ($g^{atm} \rightarrow g^A$), одновременно увеличивается доля однократного рассеяния и индикатриса яркости неба становится более вытянутой. В длинноволновой части диапазона спектра ($\lambda > 1$ мкм) молекулярное рассеяние становится несущественным, $g^{atm}(\theta) \approx g^A(\theta)$ и яркость неба во всем диапазоне углов рассеяния определяется только аэрозольными характеристиками — τ^A и $g^A(\theta)$.

Относительно особенностей азимутального хода $B(\varphi)$ при разных зенитных углах Солнца можно отметить следующее. При больших зенитных углах (см. $\xi_{\square} = 85^\circ$ на рис. 3,г) измерения яркости неба захватывают область ореола, вследствие чего увеличиваются асимметрия и зависимость $B(\theta)$ (в передней полусфере) от вытянутости аэрозольной индикатрисы рассеяния. С уменьшением ξ_{\square} (и соответственно диапазона углов рассеяния θ) происходит сближение угловых распределений $B(\theta)$ как в передней, так и задней полусфере независимо от $g^A(\theta)$. Обобщая анализ спектральной зависимости и влияния на яркость неба положения Солнца, можно сделать вывод, что с ростом ξ_{\square} и λ увеличиваются роль однократного рассеяния, вытянутость $B(\varphi)$ и ее «чувствительность» к вариациям индикатрисы $g^A(\theta)$.

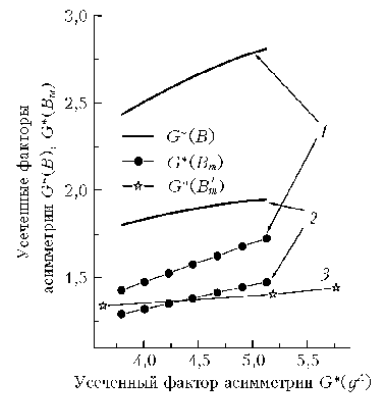
Выше уже отмечалась важная роль индикатрисы аэрозольного рассеяния в формировании угловой структуры яркости неба. Оценим количественно, как изменение вытянутости $g^A(\theta)$ влияет на асимметрию углового хода $B(\theta)$. Для задания различных аэрозольных индикатрис воспользуемся модельным представлением Хеньи–Гринстейна [9]. Проводить сравнение вытянутости индикатрис $g^A(\theta)$

и яркости неба $B(\theta)$ по формуле (4) не совсем корректно: диапазон углов θ индикатрис рассеяния составляет $[0 - \pi]$, а в азимутальной зависимости яркости (точнее, однократной компоненты) реализуются только углы рассеяния от $(\xi - \xi_{\square})$ до $(\xi + \xi_{\square})$. Поэтому оценку взаимосвязи будем проводить с помощью «усеченных» факторов асимметрии:

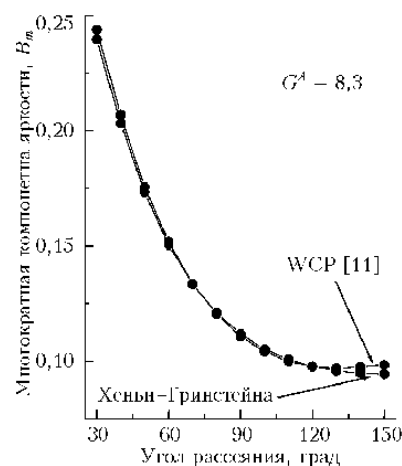
$$G^*(g^A) = \frac{\int_{\xi - \xi_{\square}}^{\xi + \xi_{\square}} g(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_{\pi/2}^{\pi/2} g(\theta) \sin \theta d\theta}, \quad (5)$$

$$G^*(B) = \frac{\int_{\xi - \xi_{\square}}^{\xi + \xi_{\square}} B(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_{\pi/2}^{\pi/2} B(\theta) \sin \theta d\theta}.$$

Результаты моделирования показали (рис. 4,а, кривые 1 и 2), что в диапазоне реальной изменчивости аэрозольных индикатрис «усеченные» факторы асимметрии $G^*(B)$ и $G^*(B_m)$ имеют практически линейную и относительно слабую зависимость от $G^*(g^A)$ для разных λ и τ^A .



а



б

Рис. 4. Влияние вытянутости аэрозольной индикатрисы на асимметрию яркости неба: а — зависимости $G^*(B)$ и $G^*(B_m)$ от $G^*(g^A)$ для двух участков спектра (1 — $\lambda = 1,25$ мкм, $\tau^A = 0,1$; 2 и 3 — $\lambda = 0,5$ мкм, $\tau^A = 0,2$) при $\xi_{\square} = 60^\circ$; б — зависимости яркости $B_m(\theta)$ для двух типов аэрозольных индикатрис

При увеличении относительной величины τ^A/τ^R указанная зависимость несколько усиливается, но максимальное изменение $G^*(B_m)$ не превышает $\sim 15\%$ при изменении $G^*(g^A)$ в широком диапазоне — от 3,3 до 5,2 или G^A — от 5,3 до 9,7. Кроме индикатрис Хеньи–Гринштейна, оценка взаимосвязи $G^*(B_m)$ и $G^*(g^A)$ была проверена для трех различных аэрозольных индикатрис, приведенных в работах [10, 11] (кривая 3 — $\lambda = 0,5$ мкм; $\tau^A = 0,2$; G^A от 6,3 до 8,3). Результаты расчетов подтвердили наличие линейной и более слабой (чем для индикатрисы Хеньи–Гринштейна) зависимости фактора асимметрии $G^*(B_m)$ от $G^*(g^A)$. В данном случае увеличение фактора асимметрии яркости $G^*(B_m)$ составило около 7% при изменении $G^*(g^A)$ в широком диапазоне значений 3,6 ÷ 5,8.

Кроме того, результаты расчетов показали, что индивидуальные особенности индикатрис аэрозольного рассеяния (кроме степени вытянутости) практически не сказываются на компоненте яркости $B_m(\theta)$. Этот факт иллюстрируется на рис. 4, б, где приведено сравнение угловых зависимостей $B_m(\theta)$, рассчитанных для заведомо разных индикатрис g^A : типичной для лета умеренных широт [11] и Хеньи–Гринштейна при одинаковом значении $G^A = 8,3$. Максимальное различие значений $B_m(\theta)$ в данном примере не превысило 4% при среднем отклонении около 1%.

Таким образом, в рамках заданной геометрии эксперимента ($\xi; \xi_D$) и величины τ^A есть возможность для простой параметризации азимутального распределения компоненты яркости $B_m(\theta)$ с использованием линейной зависимости от вытянутости

индикатрисы $g^A(\theta)$. Конкретные подходы малопараметрического описания азимутальной и зенитной зависимости яркости неба вблизи горизонта будут представлены в отдельной работе.

3. Зависимость яркости неба от зенитного угла наблюдений

В зенитном распределении рассеянной радиации небосвода можно выделить две области, где угловой ход $B(\xi)$ имеет принципиальные отличия. В относительно небольшом секторе в области солнечного вертикала (рис. 5, а) наблюдается резкий максимум яркости со спадом к горизонту, связанный с влиянием ореольной части аэрозольной индикатрисы рассеяния. Указанное уменьшение яркости неба происходит вследствие того, что при сближении с горизонтом ($\xi \rightarrow 90^\circ$) происходит увеличение угла рассеяния θ в диапазоне $\sim 0 \div 15^\circ$. Влияние солнечного ореола увеличивается с ростом АОТ атмосферы и проявляется даже в компоненте многократного рассеяния.

Вне окосолнечной области основной тенденцией (как отмечалось и ранее [1–4]) является увеличение рассеянной радиации с ростом зенитного угла наблюдения (рис. 5, б–з). Однако непосредственно в пригоризонтной зоне угловые зависимости распадаются на два типа: 1) продолжение монотонного увеличения яркости неба вплоть до пересечения с линией горизонта; 2) немонотонный ход $B(\xi)$ с максимумом в области $\xi > 80^\circ$ и последующим уменьшением яркости к горизонту.

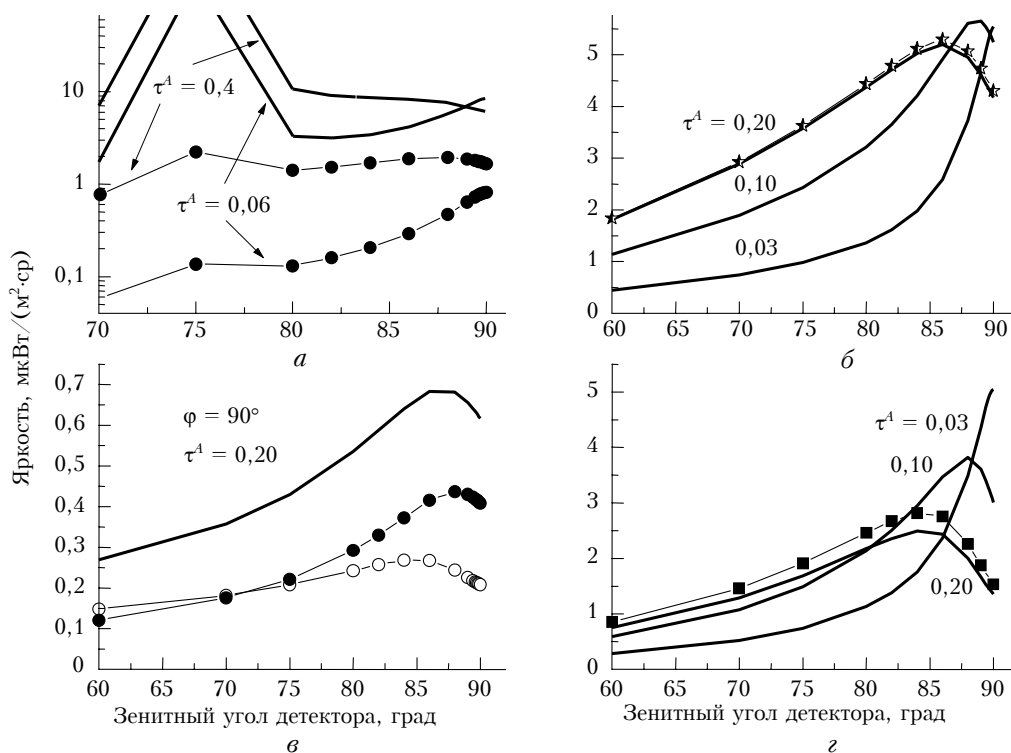


Рис. 5. Зенитная зависимость яркости неба ($\lambda = 0,87$ мкм) (— — B , \circ — B_0 , \bullet — B_m): а — в области солнечного ореола ($\varphi = 0^\circ$, $\xi_D = 75^\circ$); б — для разных значений АОТ ($\varphi = 20^\circ$, $\xi_D = 75^\circ$); в — отдельно для компонент B_0 и B_m ($\tau^A = 0,2$, $\varphi = 90^\circ$, $\xi_D = 75^\circ$); з — то же, что и (б), но при $\xi_D = 85^\circ$

В соответствии с (2) немонотонный ход $B(\xi)$, наблюдаемый при сближении с горизонтом ($\xi \rightarrow 90^\circ$), можно объяснить совокупным влиянием трех факторов:

а) увеличением яркости с ростом рассеивающего объема (числа частиц) вдоль направления визирования;

б) уменьшением яркости из-за увеличения ослабления радиации, освещающей визируемый столб атмосферы;

в) уменьшением яркости (для передней полусферы индикатрисы) или увеличением (для задней полусферы) с ростом угла рассеяния θ из-за увеличения угла ($\xi_{\square} - \xi$).

Воздействие «индикатрисного» фактора «в», как отмечалось выше, преобладает лишь в области солнечного ореола, где реализуется наиболее вытянутая часть индикатрисы $g^A(\theta)$. В остальной части небосвода (рис. 5, б–з) характер углового хода $B(\xi)$ определяется факторами «а» и «б», которые описываются двумя последними множителями уравнения (2). В зависимости от величины оптической толщи преобладает тот или иной фактор и наблюдается соответствующее поведение $B(\xi)$.

Рассмотрим трансформацию $B(\xi)$ при изменении τ^A и фиксированных других параметрах (рис. 5, б). В условиях высокой прозрачности атмосферы ($\tau^A \rightarrow 0$) яркость неба имеет минимальные значения и резко возрастает лишь вблизи горизонта. При уменьшении прозрачности ($\tau^A = 0,1$) увеличивается общий уровень яркости неба и около горизонта появляется узкий максимум $B_{\max}(\xi_{\max})$. При дальнейшем увеличении АОТ ($\tau^A = 0,2$) максимум яркости удаляется от горизонта, становится более широким, а его величина начинает уменьшаться. Вместе с тем яркость неба в области $\xi < \xi_{\max}$ продолжает увеличиваться с ростом АОТ атмосферы. Такое поведение $B(\xi)$ в пригоризонтной зоне формируется под влиянием сопоставимого вклада и качественно аналогичной зависимости от ξ компонент однократного и многократного рассеяния (рис. 5, в).

При изменении зенитного угла Солнца рассмотренные закономерности сохраняются, но значения B_{\max} в зависимости от τ^A могут распределиться в другой последовательности. Например, для $\xi_{\square} = 85^\circ$ (рис. 5, з) происходит монотонное уменьшение значения B_{\max} по мере увеличения АОТ атмосферы. Добавим, что изменение в разумных пределах величины альbedo подстилающей поверхности A_S и однократного рассеяния Λ^{aer} слабо влияет на характер зенитного распределения яркости неба вблизи горизонта. В качестве примера звездочками на рис. 5, б показаны результаты расчетов $B(\xi)$ для $\tau^A = 0,2$, но при другом значении $A_S = 0,4$ (вместо стандартного 0,2). Довольно значительное изменение альbedo поверхности привело к увеличению яркости неба в пределах нескольких процентов. В случае изменения альbedo однократного рассеяния ситуация несколько иная (см. кривую с квадратиками на рис. 5, з). Увеличение Λ^{aer} от 0,84 до

0,9 привело к увеличению яркости неба в пригоризонтной зоне на 11,7%. Вместе с тем сама зависимость $B(\xi)$ и угловое положение максимума яркости ξ_{\max} остались прежними.

Особенности углового хода $B(\xi)$ в различных участках спектра предопределяются спектральной зависимостью общей оптической толщи $\tau(\lambda) = \tau_{\lambda}^A + \tau_{\lambda}^R + \tau_{\lambda}^G$. В видимой и УФ-области спектра величина τ , как правило, не менее 0,2 ÷ 0,3, поэтому максимум $B_{\max}(\xi)$ охватывает достаточно широкий диапазон углов и спад яркости к горизонту начинается с $\xi_{\max} \approx 80^\circ$. В ИК-диапазоне из-за быстрого уменьшения τ^R , а затем τ^A угловое положение максимума яркости стягивается к горизонту с конечным значением $\xi_{\max} = 90^\circ$. То есть $B(\xi)$ становится монотонно возрастающей функцией во всем диапазоне зенитных углов.

Заметим, что рассмотренный эффект «потемнения горизонта» (уменьшение яркости на участке $\xi_{\max} \div 90^\circ$) отмечался ранее в экспериментальных данных при исследовании угловой структуры яркости фона вблизи морского горизонта [12]. Указанная зависимость $B(\xi)$ наблюдалась в пределах нескольких градусов над горизонтом как в облачных, так и в безоблачных ситуациях.

Таким образом, результаты расчетов показали, что вне околосолнечной области углов изменения $g^A(\theta)$ и A_S играют малую роль; угловой ход $B(\xi)$ определяется оптической толщиной, а величина яркости зависит еще от альbedo однократного рассеяния. То есть для заданной геометрии наблюдений (φ и ξ_{\square}) появляется возможность малопараметрического представления зенитного распределения яркости неба, а также величин ξ_{\max} и B_{\max} в виде зависимостей от τ^A и Λ^{aer} при модельно заданных других характеристиках.

4. Уточнение представления о рассеянной радиации, приходящей из области горизонта

Представляет интерес более детально проанализировать физический смысл яркости неба непосредственно над линией горизонта B_H ($\xi \approx 90^\circ$). В исследованиях по теории видимости удаленных объектов [13–16 и др.] яркость неба на горизонте (или яркость атмосферной дымки B_d) отождествляется с состоянием «яркостного насыщения» для бесконечно-протяженного и горизонтально однородного слоя атмосферы – B_{∞} :

$$B_d = B_{\infty}[1 - \exp(-\epsilon_0 L)] \rightarrow B_{\infty}, \quad (6)$$

где ϵ_0 – коэффициент ослабления излучения в приземном слое; L – длина трассы.

Вместе с тем из уравнения переноса излучения следует, что в случае плоскопараллельной атмосферы [5, 9] яркость неба «на горизонте» B_H^* ($\xi = 90^\circ$) является функцией источников среды:

$$B_H^* = S(\mu = 0; \varphi) = \frac{\Lambda^{atm}}{4\pi} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \int_{\mu'=-1}^1 g^{atm}(\mu') B(\mu'; \varphi') d\mu' d\varphi', \quad (7)$$

где μ, μ' – косинусы зенитных углов наблюдения ξ и пространственного освещения ξ' трассы.

Естественно возникает вопрос, насколько результаты проведенного моделирования $B_H(\xi \approx 90^\circ)$ для сферической атмосферы (более адекватные реальности) соответствуют приближению плоскопараллельной атмосферы B_H^* в виде (7) и представлению «яркостного насыщения» приземной дымки (6). Анализ данного вопроса позволит также уточнить влияние сферичности атмосферы на формирование зенитного распределения яркости неба. С этой целью, в рамках того же общего подхода [6], но для плоскопараллельной атмосферы было проведено численное моделирование яркости $B_H^*(\xi = 90^\circ)$ для различных ситуаций вне ореольной области углов и $\xi_{\square} < 82^\circ$.

Результаты сравнительных расчетов показали следующее (рис. 6). Во-первых, характер углового хода $B(\xi)$ (монотонный рост или спад яркости к горизонту) в плоскопараллельном случае идентичен сферической атмосфере, а значение яркости неба непосредственно над линией горизонта $B_H(\xi \rightarrow 90^\circ)$ относительно слабо зависит от характеристик аэрозоля.

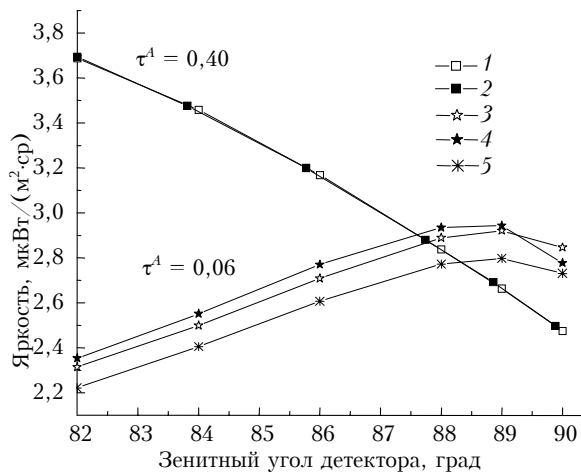


Рис. 6. Сравнение расчетов $B(\xi \rightarrow 90^\circ; \lambda = 0,5 \text{ мкм}, \varphi = 0^\circ)$ в сферической (1, 3, 5) и плоской (2, 4) атмосфере для двух τ^A и разных индикатрис G^A (1 ÷ 4 – WCP, $G^A = 8,3$; 5 – Хеньи–Гринштейна, $G^A = 6,4$)

При увеличении вытянутости аэрозольной индикатрисы от $G^A = 6,4$ до $8,3$ (см. кривые 3 и 5 на рис. 6) изменение яркости неба в области горизонта составило не более 4%. Даже вариации τ^A в широком диапазоне значений от 0,06 до 0,4 приводят к изменению B_H в рассматриваемом случае всего на 15%. То есть яркость $B_H = S$ является некоторым асимптотическим значением, к которому сходятся угловые распределения $B(\xi)$, а слабая зависимость $B_H(\tau^A; G^A)$ является основой для получения про-

стых оценок яркости «горизонта» при задании минимального числа приближенных значений входных параметров.

Во-вторых, результаты двух расчетов яркости (плоская и сферическая атмосфера) имеют небольшие отличия и лишь при малых оптических толщинах. В конкретном случае – для $\tau^A = 0,06$ относительная разница $\delta_1 = [B(\xi) - B^*(\xi)]/B(\xi)$ для яркости неба в пригоризонтной зоне не превышает 2%. Более полное сопоставление (для разных $\tau^A, \varphi, \xi_{\square}$) величины δ_1 проведено для яркости неба непосредственно над линией горизонта (табл. 2).

Таблица 2

Сопоставление расчетов яркости неба над горизонтом для сферической и плоскопараллельной атмосферы

$\lambda, \text{ мкм}$	τ^A	$\xi_{\square}, ^\circ$	$\varphi, ^\circ$	$B_H,$	$B_H^*,$	$\delta_1, \%$
				мкВт/(см ² ·ср)		
0,5	0,06	60	0	2,85	2,78	2,4
0,5	0,06	60	90	0,803	0,792	1,4
0,5	0,06	60	180	0,886	0,872	1,6
0,5	0,4	60	0	2,47	2,47	0,2
0,5	0,4	60	90	0,684	0,685	-1,4
0,5	0,4	60	180	0,586	0,588	-0,3
0,87	0,03	75	20	5,55	5,71	-3,0
0,87	0,03	75	90	0,707	0,714	-1,0
0,87	0,03	85	20	5,04	0,484	4,1
0,87	0,03	85	90	0,484	0,459	5,2
0,87	0,1	75	20	5,24	5,17	1,4
0,87	0,1	75	90	0,672	0,669	0,5
0,87	0,1	85	20	3,01	2,76	8,4
0,87	0,1	85	90	0,319	0,304	4,7
0,87	0,2	75	20	4,17	4,13	1,0
0,87	0,2	75	90	0,617	0,615	0,3
0,87	0,2	85	20	1,35	1,24	8,8
0,87	0,2	85	90	0,208	0,198	4,6

Из приведенных результатов следует, что δ_1 начинает составлять заметную величину 4% и более только вблизи ореола Солнца и при $\xi_{\square} > 82^\circ$. Вне области солнечного ореола отличие $(B_H - B_H^*)$ становится несущественным при значениях $(\tau^A + \tau^R > 0,2)$. Эта оценка незначительно отличается от данных [5, п. 4 и рис. 3], где аналогичные расчеты были проведены для другого угла наблюдения $\xi = 89^\circ$ и в них не учитывалось поглощение.

Анализ близкого вопроса о «яркостном насыщении» атмосферной дымки на горизонтальных трассах [14–16] позволил предположить, что критерий «несущественного отличия яркостей» более корректно определять в зависимости не от вертикальной толщи τ , а от толщи τ^* , которая набирается в пределах однородного приземного слоя при наблюдении неба на горизонте. С учетом геометрии наблюдений горизонта в сферической атмосфере [17, 18] для τ^* можно записать:

$$\tau^* = \varepsilon_0 L(\xi; h; h_0) \approx \varepsilon_0 (38,9 + 123\sqrt{h}), \quad (8)$$

где L – протяженность трассы в пределах приземного слоя, км; h – высота точки наблюдений, км; $h_0 \approx 0,1 \text{ км}$ – высота приземного слоя.

Действительно, при визировании горизонта ($\xi \rightarrow 90^\circ$) в формировании яркости неба существенную роль играют оптические свойства приземного слоя. Поэтому вместе с приближением яркости атмосферной дымки к состоянию «насыщения» (6) должно уменьшаться и различие яркостей ($B_H - B_H^*$). В качестве подтверждения рассмотрим результаты расчетов $\delta_1(\tau^*)$ и величины $\delta_2 = (B_\infty - B_d)/B_\infty = \exp(-\epsilon_0 L)$, характеризующей «яркостное насыщение» атмосферной дымки (рис. 7).

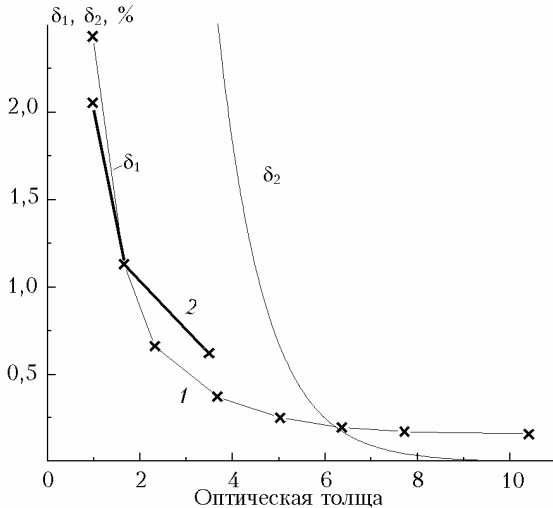


Рис. 7. Зависимость относительных различий δ_1 , δ_2 от оптической толщи τ^* , реализуемой в пределах приземного слоя (100 м) при наблюдении горизонта

Сразу отметим, что не следует ожидать количественного совпадения результатов, так как в этих примерах моделируются несколько разные ситуации:

а) величина δ_2 описывает увеличение яркости $B_d(L) \rightarrow B_\infty$ горизонтального приземного столба атмосферы, ограниченного черным экраном при изменении расстояния L [13–16];

б) в расчетах δ_1 учитывается яркость не только приземного, но и всех вышележащих слоев атмосферы.

Из рис. 7 видно, что зависимость $\delta_1(\tau^*)$ близка к экспоненциальной функции $\delta_2(\tau^*)$, но из-за «дополнительной яркости» смещена в область меньших значений τ^* . В рассмотренном случае расчетов $\delta_1(\tau^*)$ (кривая 1) оптическая толщина $\tau^* = \epsilon_0 L$ варьировалась за счет изменения вертикальной толщи τ (от 0,05 до 0,4) и соответствующего изменения ϵ_0 . В другом варианте (кривая 2) расчет яркостей B_H , B_H^* и соответствующих значений $\delta_1(\tau^*)$ проводился для аэрозольной модели, в которой коэффициент ослабления ϵ_0 изменялся в пределах 0,03–0,1, а вертикальная толщина оставалась фиксированной ($\tau^A = 0,075$). Хорошее согласие результатов расчета (кривые 1 и 2) свидетельствует о том, что величина δ_1 действительно определяется степенью замутнения приземного слоя атмосферы и при $\tau^* > 2$ (или $\epsilon_0 > 0,035$ при наблюдении с высоты $h = 20$ м) отличие яркости B_H от $B_H^* = S$ не превышает 1%. Для наблюдений в видимой области спектра это условие

соответствует дальности видимости не более 100 км, т.е. охватывает большинство реальных ситуаций.

Этот вывод имеет важное значение еще для одного вопроса. В различных задачах оптики атмосферы по мере увеличения зенитных углов ξ_\square и ξ возрастает необходимость учета рефракции. В данном случае — для яркости неба над горизонтом вне области солнечного ореола и не слишком большого ξ_\square выполнение условия «яркостного насыщения» дымки исключает необходимость учета рефракции. Об этом свидетельствует сам факт близости значений B_H и B_H^* , эквивалентных условиям с разными коэффициентами земной рефракции: расчеты B_H выполнены для сферической атмосферы без учета рефракции (т.е. коэффициент рефракции $k = 0$); расчет B_H^* для плоской атмосферы фактически соответствует случаю с коэффициентом $k = 1$. Другое дело, что для выполнения условия $\tau^* > 2$ длина трассы $L(\xi; h; h_0)$ в приземном слое должна оцениваться с учетом рефракции.

Заключение

Анализ закономерностей формирования пространственно-угловой структуры яркости безоблачного неба в «окнах прозрачности» видимой и ближней ИК-области спектра, проведенный на основе численного моделирования рассеянной солнечной радиации с учетом сферичности атмосферы и молекулярного поглощения, позволяет сделать следующие основные выводы.

1. Поле яркости неба в области больших зенитных углов ($\xi \sim 60 \div 90^\circ$) формируется при сопоставимом вкладе (в средних условиях) однократно рассеянного солнечного излучения и многократно рассеянной радиации, поступающей из нижней и верхней полусферы. Угловое распределение яркости $B(\xi; \varphi)$ с вытянутостью в направлении на Солнце и пригоризонтную зону в основном определяется однократной компонентой B_0 ; многократная компонента B_m ведет себя качественно аналогично, но отличается существенно меньшей асимметрией. Перераспределение вклада однократного и многократного рассеяния происходит с изменением (в порядке значимости) угла θ , величины τ^A , вытянутости аэрозольной индикатрисы и зенитного угла Солнца.

2. Азимутальный ход яркости неба в различных альмукантаратах зависит прежде всего от атмосферной индикатрисы $g^{atm}(\theta)$, в которой проявляется совместное влияние аэрозольного и молекулярного рассеяния. Однократная компонента яркости с точностью до константы повторяет $g^{atm}(\theta)$, а многократная имеет слабую и практически линейную зависимость от степени вытянутости аэрозольной индикатрисы рассеяния. При вариации типов и вытянутости $g^A(\theta)$ в широком диапазоне значений изменение фактора асимметрии яркости $G^*(B_m)$ составляет около 7% при среднем значении 1,4. Основная изменчивость яркости неба (в 5–10 раз и более) наблюдается в передней полусфере в силу приоритетного влияния более вытянутой аэрозольной

индикатрисы и однократного рассеяния. Угловая зависимость яркости неба в задней полусфере определяется многократной компонентой и молекулярным рассеянием — изменение $B(\theta)$, как правило, менее 100%. Перераспределение вклада аэрозольного и молекулярного, однократного и многократного рассеяния происходит в области угла $\theta \approx 60^\circ$.

3. Зенитное распределение яркости неба (вне области солнечного ореола) имеет вид немоной функции с максимумом в области углов $\xi = 80 \div 90^\circ$, характеристики которого (B_{\max} , ξ_{\max}) зависят от оптической толщины ($\tau^A + \tau^R$). Изменения индикатрисы $g^A(\theta)$, A_S и Λ^{aer} слабо влияют на характер зависимости $B(\xi)$. Отмечавшаяся ранее закономерность монотонного увеличения яркости неба к горизонту является лишь частным случаем для условий высокой прозрачности атмосферы (так как $\xi_{\max} \rightarrow 90^\circ$ при $\tau \rightarrow 0$). Различие расчетов яркости $B(\xi)$ в сферической и плоскопараллельной атмосфере при $\tau > 0,2$ не превышает 1%.

4. С приближением к горизонту угловые распределения $B(\xi)$ асимптотически сходятся к значению $B_H = S$ в результате яркостного насыщения приземной дымки. Для большинства наблюдательных ситуаций ($\xi_{\text{д}} < 82^\circ$, $\varphi > 30^\circ$, $\epsilon_0 > 0,04$) яркость неба на горизонте $B_H(\varphi)$ устойчива к изменению атмосферных условий и может быть параметризована в виде зависимости от приближенных значений τ^A и степени вытянутости аэрозольной индикатрисы.

5. Трансформация поля яркости неба с ростом длины волны предопределяется спектральной зависимостью суммарной толщины ($\tau^A + \tau^R$) и относительной величины (τ^A/τ^R) $\sim \lambda^{-3}$: общий уровень яркости и доля многократной компоненты асимптотически уменьшаются; азимутальная зависимость становится более вытянутой; максимум в зенитном распределении яркости неба стягивается к горизонту.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-05-64492) и DOE's ARM program (контракт № 5012).

1. Пясковская-Фесенкова Е.В. Исследование рассеяния света в земной атмосфере. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 219 с.
2. Шифрин К.С., Пятовская Н.П. Таблицы наклонной видимости и яркости дневного неба. Л.: Гидрометеоиздат, 1959. 210 с.

3. Кушиль В.И. Яркость дневного безоблачного неба (экспериментальные данные). Л.: ОНТИ ГОИ, 1971. 164 с.
4. Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности / Под ред. К.Я. Кондратьева. Л.: Гидрометеониздат, 1969. 564 с.
5. Журавлева Т.Б., Насртдинов И.М., Сакерин С.М. Численное моделирование угловой структуры яркости неба вблизи горизонта при наблюдении с Земли. Часть I. Аэрозольная атмосфера // Оптика атмосфер. и океана. 2003. Т. 16. № 5–6. С. 537–545.
6. Журавлева Т.Б., Насртдинов И.М., Сакерин С.М., Фирсов К.М., Чеснокова Т.Ю. Численное моделирование угловой структуры яркости неба вблизи горизонта при наблюдении с Земли. Часть II. Аэрозольно-газовая атмосфера // Оптика атмосфер. и океана. 2003. Т. 16. № 12. С. 1065–1074.
7. Anderson G., Clough S., Kneizys F., Chetwynd J., Shettle E. AFGL Atmospheric Constituent Profiles (0–120 km). Air Force Geophysics Laboratory. AFGL-TR-86-0110. Environ. Res. 1986. Paper N 954.
8. Смеркалов В.А. Прикладная оптика атмосферы. СПб.: Гидрометеониздат, 1997. 334 с.
9. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах / Под ред. Ж. Ленобль. Л.: Гидрометеониздат, 1990. 264 с.
10. Смеркалов В.А. Средневзвешенная индикатриса аэрозольного рассеяния // Оптика атмосфер. и океана. 2000. Т. 13. № 4. С. 323–328.
11. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation. World Climate Research Programme. WCP-112, WMO/TD N 24. 1986. 60 p.
12. Кабанов М.В., Сакерин С.М. О яркости фонового излучения морского горизонта // III Всесоюз. совещ. по атмосферной оптике и актиометрии. Часть I. Томск, 1983. С. 181–183.
13. Шаронов В.В. Измерение и расчет видимости далеких предметов. М.: Гостехиздат, 1947. 284 с.
14. Гаврилов В.А. Видимость в атмосфере. Л.: Гидрометеониздат, 1966. 323 с.
15. Савиковский И.А. Отклонения от световоздушного уравнения и их влияние на измерения горизонтальной прозрачности атмосферы // Тр. ГГО. 1969. Вып. 240. С. 168–181.
16. Ковалев В.А. Видимость в атмосфере и ее определение. Л.: Гидрометеониздат, 1988. 216 с.
17. Кабанов М.В., Сакерин С.М. Уравнения пассивного оптического зондирования в однородной атмосфере // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1982. Т. 18. № 7. С. 711–719.
18. Казанский К.В. Земная рефракция над обширными водными поверхностями. Л.: Гидрометеониздат, 1966. 192 с.

S.M. Sakerin, T.B. Zhuravleva, I.M. Nasrtdinov. Numerical simulation of angular structure of the near-horizon sky brightness in ground-based observations. Part III. Regularities of angular distribution.

Regularities in formation of the spatial-angular structure of clear-sky brightness in atmospheric windows in the visible and near-IR spectral regions at large zenith viewing angles are discussed. It is shown based on computer simulation that the angular dependences of brightness components caused by single and multiple scattering behave similarly, but the latter has much less elongation (smoothes the angular dependence). In the azimuthal dependence of the diffuse radiation, the main variability (5–10 times and more) is observed in the forward hemisphere because of the priority effect of the single scattering and the aerosol phase function having the pronounced forward peak. The angular behavior in the backward hemisphere is determined by the multiply scattered component and the molecular scattering. The less asymmetric multiple component of sky brightness has a weak and almost linear dependence on the forward peak of the aerosol scattering phase function. The zenith distributions of the sky brightness have a maximum in the near-horizon zone. The characteristics of this maximum depend on the atmospheric turbidity: with the increase of the optical depth, the brightness maximum shifts toward the horizon. As approaching the horizon, the zenith dependences of brightness converge asymptotically to the value of the source function due to the brightness saturation of the surface haze.