

С.М. Сакерин

Взаимосвязь угловой структуры ИК-радиации с оптическими характеристиками приземного слоя атмосферы

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 26.02.2001 г.

Рассмотрено решение уравнения переноса теплового излучения в условиях наблюдения горизонта при осевой симметрии с использованием ряда модельных представлений о поле яркости и индикатрисах рассеяния света. Показано, что основное влияние на формирование яркости неба на горизонте оказывает величина восходящей и нисходящей радиации (изменение 34%), а вытянутость индикатрисы рассеяния играет второстепенную роль (изменение менее 3%). На основе проведенного анализа предлагается алгоритм определения альbedo однократного рассеяния, который основывается на результатах измерений следующих величин – углового распределения (от зенита до надира) приходящей радиации, яркостей неба на горизонте и абсолютно черного тела при температуре приземной атмосферы. Рассматриваются атмосферные условия, наиболее предпочтительные для реализации метода, а также причины отличия радиационных температур неба на горизонте и приземной атмосферы.

Введение

Получение более точных и надежных данных о величине альbedo однократного рассеяния в различных участках спектра является одной из важных проблем радиационных переносов в атмосфере. В ИК-диапазоне фактически этот же вопрос дискутируется как неопределенность в разделении общего ослабления излучения на компоненты рассеяния и поглощения. Все вышесказанное стимулирует поиск новых возможностей определения искомым характеристик. Одна из таких возможностей – использование яркости наблюдаемого горизонта в ИК-области спектра – рассматривается в настоящей статье.

Область оптического горизонта достаточно широко используется для пространственной ориентации различных устройств и решения обратных задач, связанных с определением физических характеристик атмосферы. В качестве примеров можно привести многочисленные варианты фотометрирования дневного и сумеречного горизонта из космоса [1–3 и др.]. Менее разнообразны методы наблюдения горизонта с поверхности Земли. В частности, практическое распространение получили инструментально-визуальные способы определения прозрачности атмосферы (дальности видимости) по соотношению яркостей удаленных объектов и дневного неба на горизонте [4–6 и др.]. Теоретической основой реализации методов являются закон Бугера – Бера и световоздушное уравнение Кошмидера, описывающее изменение яркости атмосферной дымки между наблюдателем и объектом. Заметим, что фон неба на горизонте в этом случае используется лишь как опорный, относительный уровень яркости, но не раскрывается его зависимость от характеристик атмосферы и условий освещения.

Предварительная проработка вопроса показала, что яркость горизонта может служить источником по-

лучения дополнительной информации, в частности об альbedo однократного рассеяния. Для формулировки метода недостает уравнения, связывающего оптические характеристики атмосферы с приходящей из области горизонта радиацией. Несмотря на большое количество работ, посвященных яркости небосвода [1, 7–10 и др.], пригоризонтная зона ($-0-5^\circ$) остается мало исследованной, т.е. полученные результаты пока не доведены до простых модельных представлений, пригодных для решения прямых и обратных задач. Поэтому в качестве первого шага рассматривается наиболее простой случай осевой симметрии излучения небосвода с использованием ряда модельных представлений о поле яркости и индикатрисах рассеяния света.

1. Исходное уравнение, геометрия задачи

Взаимосвязь оптических характеристик атмосферы с приходящей в точку наблюдений радиацией (или яркостью B) описывается, как известно, уравнением переноса излучения:

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{dB(l, \omega)}{dl} + B(l, \omega) = S(l, \omega), \quad (1)$$

где l – путь вдоль направления наблюдения ω ; $\epsilon = \kappa + \sigma$ – коэффициенты ослабления, поглощения, рассеяния; S – функция источников.

Рассмотрим сначала плоскопараллельную атмосферу с одинаковыми условиями освещения в горизонтальном направлении (рис. 1, а). Перейдем к новым переменным: оптической толщине $\tau = \epsilon l$ и сферической системе координат, в которой φ – азимутальный угол; $\mu = \cos\theta$ – косинус зенитного угла. В этом случае формальное решение для горизонтального направления наблюдения ($\mu = 0$) запишется в виде [10–12]:

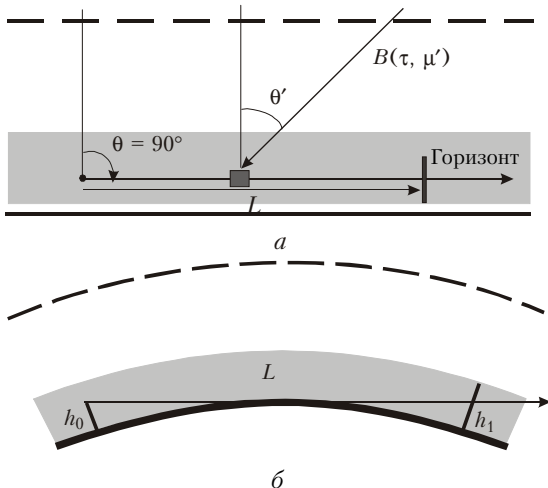


Рис. 1. Геометрия задачи в плоскопараллельной (а) и сферической (б) атмосфере

$$B_{\text{нг}} = S(\tau, 0, \varphi) = \frac{\kappa}{\varepsilon} B^0(T_{\text{атм}}) + \frac{\sigma}{\varepsilon 4\pi} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \int_{\mu'=-1}^1 p(\mu, \mu') B(\tau, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi', \quad (2)$$

где $B_{\text{нг}}$ – яркость в горизонтальном направлении; $p(\mu, \mu')$ – индикатриса рассеяния света; $B^0(T_{\text{атм}})$ – функция Планка (яркость абсолютно черного тела при температуре атмосферы $T_{\text{атм}}$).

Решение (2) названо формальным, поскольку функция $B(\tau, \mu', \varphi')$ не определена и требует решения уравнения переноса. Однако в данном случае это не является препятствием, так как алгоритмом решения задачи (см. ниже) предусмотрено измерение или модельное задание величины $B(\mu')$. Относительно физического смысла уравнения (2) отметим, что первое слагаемое представляет собой вклад в функцию источников S собственного излучения приземного слоя атмосферы, а второе – вклад излучения $B(\tau, \mu', \varphi')$, перерассеянного из всех направлений пространства с учетом индикатрисы $p(\mu, \mu')$.

Можно показать, что и в реальных условиях сферической атмосферы наблюдаемая яркость атмосферной дымки $B_{\text{нг}}$ относительно быстро достигает «яркостного насыщения» и становится равной функции источников S . Для доказательства этого положения поместим на трассу наблюдения искусственный экран с малой собственной яркостью $B_э \rightarrow 0$, который перекрывает поле зрения приемника, но имеет небольшие размеры (т. е. не искажает рассматриваемое поле яркости). В этом случае для регистрируемой яркости при изменении дистанции L до экрана можно записать:

$$B_{\text{нг}}(L) = B_э \exp(-\varepsilon L) + S(0) [1 - \exp(-\varepsilon L)] \approx S(0) [1 - \exp(-\varepsilon L)], \quad (3)$$

$$B_{\text{нг}}(L) \rightarrow S(0) \text{ при } L \rightarrow \infty,$$

где $S(0)$ – функция источников для горизонтального направления ($\mu = 0$) в приземном слое.

Оценки для ряда типичных значений коэффициентов ослабления ε (рис. 2) показывают, что даже в условиях высокой прозрачности ($\varepsilon = 0,08 \text{ км}^{-1}$) яркость $B_{\text{нг}}$ на расстояниях 50–60 км становится практически равной функции источников (отличие ~1%).

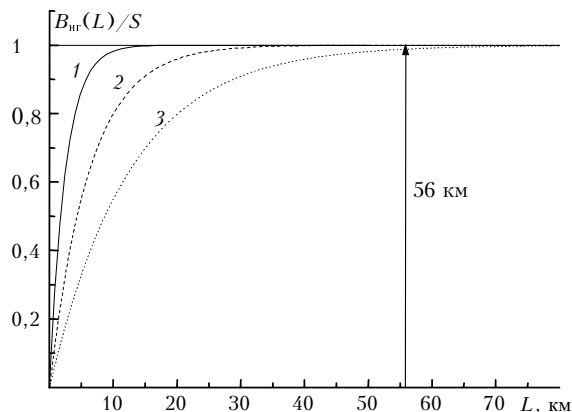


Рис. 2. Иллюстрация «яркостного насыщения» ($B_{\text{нг}}(L) \rightarrow S$) при увеличении оптической толщи атмосферы на горизонтальной трассе: кривая 1 – $\varepsilon = 0,4$; 2 – $0,16$; 3 – $0,08 \text{ км}^{-1}$

Другими словами, при оптических толщинах атмосферы $\tau = \varepsilon l > 4$ яркость в горизонтальном направлении достигает уровня $S(0)$ и возможные неоднородности на больших расстояниях становятся незначимыми. Применительно к геометрии наблюдения в сферической атмосфере (рис. 1, б) полученные оценки означают следующее. Если оптические характеристики атмосферы вдоль горизонтальной трассы в пределах приземного слоя (например, $h_1 = 100 \text{ м}$) остаются постоянными, то на оптическом расстоянии $\tau > 4$ яркость $B_{\text{нг}}$ тоже достигает «насыщения» и становится равной функции источников. Например, при наблюдении горизонта с высоты $h_0 = 20 \text{ м}$ длина трассы L составит $\sqrt{2h_1 R} + \sqrt{2h_0 R} \approx 56 \text{ км}$ (R – радиус Земли с учетом средней рефракции), а оптическая толщина τ не менее $0,08 \cdot 56 = 4,48$. Соответствующее значение ($B_{\text{нг}}/S$) отмечено на рис. 2 стрелкой.

Таким образом, яркость неба непосредственно над горизонтом в большинстве реальных условий равна функции источников и описывается выражением (2). Для видимой области спектра вопрос «яркостного насыщения» атмосферной дымки неоднократно обсуждался в рамках теории видимости объектов на горизонтальных трассах [4, 5, 13, 14].

Дальнейшее рассмотрение задачи проведем для случая осевой симметрии излучения $B(\tau, \mu', \varphi') = B(\tau, \mu')$. Условие строго выполняется ночью в безоблачных условиях, но может быть распространено и на другие ситуации. При осевой симметрии излучения косинус угла рассеяния равен $\cos\theta_0 = \mu_0 = \sqrt{1 - \mu'^2}$, а выражение (2) запишется в виде

$$B_{\text{нг}} = S(0) = \frac{\kappa}{\varepsilon} B^0(T_{\text{атм}}) +$$

$$+ \frac{\sigma}{\varepsilon} \left[\frac{1}{4\pi} \int_{\mu'=-1}^1 B(\tau, \mu') \int_{\varphi'=0}^{2\pi} p(\mu_0) d\varphi' d\mu' \right] = (1 - \Lambda) B^0 + \Lambda B_S, \quad (4)$$

$$B_S = \left[\frac{1}{4\pi} \int_{\mu'=-1}^1 B(\tau, \mu') \int_{\varphi'=0}^{2\pi} p(\mu_0) d\varphi' d\mu' \right], \quad (4a)$$

где B_S – «рассеянная» компонента функции S ; $\Lambda = \sigma/\varepsilon$ – альbedo однократного рассеяния. По данным [15], Λ в тепловом диапазоне спектра можно оценить величиной 0,25 – 0,5.

Яркость $B^0(T_{\text{атм}})$ и $S(0) = B_{\text{нг}}$ нетрудно измерить. Для определения альbedo Λ остается неизвестной величина B_S . Воспользуемся модельными представлениями.

2. Модель яркости $B(\tau, \mu')$ и индикатрисы рассеяния

Угловое распределение излучения, поступающего из верхней полусферы (яркость небосвода), $B^\downarrow(\tau, \mu')$ удовлетворительно описывается эмпирической формулой Линке [9]. Для удобства модельного представления формулу можно переписать в виде

$$B^\downarrow(\tau, \mu') = B_{\text{нг}} [1 - (1 - m) \mu'^n]. \quad (5)$$

По данным [9], параметры m и n в различных атмосферных условиях могут принимать следующие значения: $m = B_Z(\mu' = 1)/B_{\text{нг}} = 0,09 \div 0,44$; $n = 0,1 \div 1$ при средних значениях около 0,3. Основное влияние на формирование и изменчивость поля яркости $B^\downarrow(\tau, \mu')$ оказывают температура стратификация и прозрачность атмосферы. В свою очередь, изменение прозрачности (и параметров m, n) определяется содержанием водяного пара и аэрозоля. Чтобы охватить различные ситуации, рассмотрим три варианта: a – прозрачная, b – средняя и c – замутненная атмосферы. Соответствующие этим случаям значения параметров m, n приведены в табл. 1, а графическая иллюстрация модели $B^\downarrow(\tau, \mu')$ – на рис. 3.

Таблица 1

| Параметры модельных распределений яркости $B(\tau, \mu')$ | | | | | | |
|---|----------------------------|-----|-----|--------------------|------|------|
| Модель | $B^\downarrow(\tau, \mu')$ | | | $B^\uparrow(\mu')$ | | |
| Параметры | a | b | c | d | e | f |
| m, m^* | 0,1 | 0,3 | 0,5 | 1 | 0,9 | 0,8 |
| n, n^* | 0,2 | 0,3 | 0,8 | – | 0,15 | 0,15 |

Примечание. Различные варианты восходящего излучения $B^\uparrow(\mu')$ обозначены в табл. 1 буквами d, e, f .

Угловая анизотропия излучения из нижней полусферы $B^\uparrow(\mu')$ менее значительна [7–9, 15], и величина яркости подстилающей поверхности близка к $B^0(T_{\text{атм}})$ и яркости горизонта $B_{\text{нг}}$. Для единообразия модельного представления была использована формула, аналогичная (5):

$$B^\uparrow(\mu') = B_{\text{нг}} [1 - (1 - m^*) (-\mu')^{n^*}], \quad (6)$$

где параметр $m^* = B_N(\mu' = -1)/B_{\text{нг}}$ может быть больше единицы, если яркость подстилающей поверхности в надирном направлении B_N больше, чем $B^0(T_{\text{атм}})$.

Из сравнения с экспериментальными данными [9, 16] (см. рис. 3) следует, что выбранные модельные зависимости хорошо согласуются с реальным распределением яркости $B(\mu')$. Заметим, что модель $B^\uparrow(\mu')$

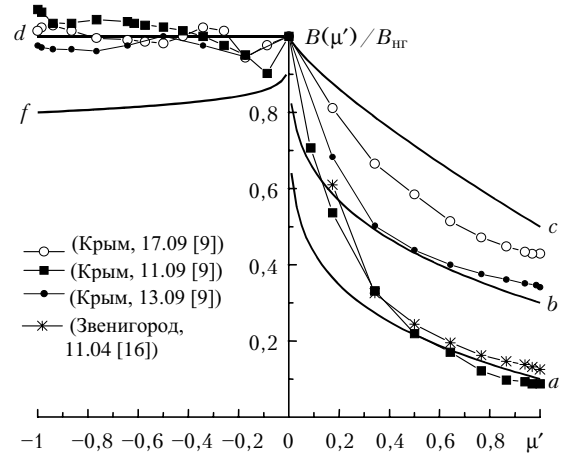


Рис. 3. Модельная зависимость угловой структуры излучения $B(\tau, \mu')$ в сопоставлении с реальными данными

охватывает широкий круг ситуаций – от радиационной температуры поверхности $T_N \approx T_{\text{атм}}$ до экзотического случая $(T_{\text{атм}} - T_N) \approx 10$ К (см. варианты d и f).

При задании индикатрисы рассеяния света использовались изотропная, рэлеевская и модельная Хеньи – Гринштейна индикатрисы [10, 11] с разной вытянутостью, зависящей от параметра g :

$$p(\theta_0) = (1 - g^2) (1 + 2g^2 - 2g \cos\theta_0)^{-1,5}. \quad (7)$$

Коэффициент асимметрии (вытянутости) индикатрисы оценивался по формуле

$$\Gamma = \frac{\int_0^{\pi/2} p(\theta_0) \sin\theta_0 d\theta_0}{\int_{\pi/2}^{\pi} p(\theta_0) \sin\theta_0 d\theta_0}. \quad (8)$$

3. Обсуждение результатов

3.1. Результаты моделирования и свойства B_S

Наиболее просто получить решение для изотропной индикатрисы рассеяния $p(\mu_0) = 1$. Уравнение (4a) легко интегрируется и для e и f вариантов распределения яркости $B(\mu')$ дает следующий результат:

$$B_S = \int_{-1}^1 \frac{B(\mu') d\mu'}{2} = \frac{B_{\text{нг}}}{2} \left\{ \int_0^1 [1 - (1 - m) \mu'^n] d\mu' + \int_{-1}^0 [1 - (1 - m^*) \mu'^{n^*}] d\mu' \right\} =$$

$$= \frac{B_{\text{нр}}}{2} \left(2 - \frac{1-m}{1+n} - \frac{1-m^*}{1+n^*} \right). \quad (9)$$

Нетрудно получить выражение для B_S и в случае рэлеевской индикатрисы рассеяния $p(\mu_0) = 0,375(3 - \mu^2)$ [11], если восходящее излучение $B^\uparrow(\mu')$ описывается в варианте d :

$$B_S = \frac{3B_{\text{нр}}}{16} \left\{ \int_0^1 [1 - (1-m)\mu'^n] (3 - \mu'^2) d\mu' + \int_{-1}^0 (3 - \mu'^2) d\mu' \right\} = \frac{3B_{\text{нр}}}{16} \left(\frac{16}{3} - \frac{3(1-m)}{n+1} + \frac{1-m}{n+3} \right). \quad (10)$$

При вычислении B_S с модельными индикатрисами Хеньи – Гринштейна использовалась стандартная компьютерная программа Mathcad. Результаты расчетов нормированной величины компоненты рассеянного излучения ($B_S/B_{\text{нр}}$) приведены в табл. 2, 3 и на рис. 4 и 5.

Таблица 2

Относительная яркость ($B_S/B_{\text{нр}}$) для изотропной и рэлеевской индикатрис рассеяния

| Индикатриса рассеяния | Модель $B(\mu')$ | | | | | | | | |
|--------------------------|------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | a | | | b | | | c | | |
| | d | e | f | d | e | f | d | e | f |
| Изотропная | 0,625 | 0,582 | 0,538 | 0,731 | 0,687 | 0,644 | 0,861 | 0,818 | 0,774 |
| Рэлеевская | 0,631 | 0,588 | 0,545 | 0,737 | 0,694 | 0,651 | 0,868 | 0,826 | 0,783 |

Таблица 3

Относительная яркость ($B_S/B_{\text{нр}}$) для индикатрис Хеньи – Гринштейна

| Индикатриса (7) | | Модель $B(\mu')$ | | | |
|-----------------|-----------------|------------------|-------|-------|-------|
| g | $\Gamma(p_\mu)$ | $a+d$ | $b+d$ | $b+f$ | $c+d$ |
| 0,2 | 1,83 | 0,627 | 0,733 | 0,688 | 0,864 |
| 0,346 | 2,89 | 0,633 | 0,738 | 0,694 | 0,870 |
| 0,5 | 4,86 | 0,642 | 0,748 | 0,704 | 0,881 |
| 0,65 | 8,68 | 0,657 | 0,763 | 0,720 | 0,897 |
| 0,7 | 10,88 | 0,663 | 0,770 | 0,727 | 0,903 |

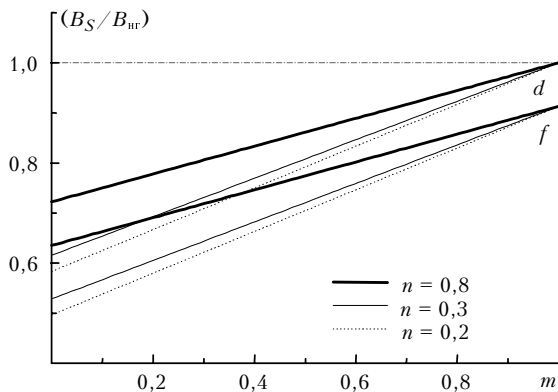


Рис. 4. Влияние условий освещения (параметры m , n) на формирование яркости B_S при изотропном и рэлеевском рассеянии

Анализ полученных данных позволяет выделить следующие особенности. Основная изменчивость B_S обусловлена условиями освещения (см. изменение в пределах каждой строки табл. 2, 3). Для рассмотренных примеров, охватывающих большинство реальных условий, общий диапазон изменения ($B_S/B_{\text{нр}}$) достигает 46%. Максимальное влияние, естественно, оказывают вариации нисходящей радиации – изменение ($B_S/B_{\text{нр}}$) при этом составляет 34% (см. варианты освещения a , b , c). Вклад яркости подстилающей поверхности $B^\uparrow(\mu')$ хотя и составляет не менее половины, но отличается большей устойчивостью. Относительное изменение ($B_S/B_{\text{нр}}$) при разных $B^\uparrow(\mu')$ не превышает 12% (см. варианты d , e , f).

В отличие от поля яркости тип индикатрисы оказывает меньшее влияние на изменение B_S . В широком диапазоне рассматриваемых индикатрис рассеяния ($\Gamma = 1 \div 10,88$) величина ($B_S/B_{\text{нр}}$) варьирует в небольших пределах $\pm 2,5\%$ (рис. 5). Причем при увеличении вытянутости индикатрисы Γ компонента B_S возрастает, благодаря увеличению вклада более высокой яркости из пригоризонтной зоны (см. рис. 3).

Таблица 2

Относительная яркость ($B_S/B_{\text{нр}}$) для изотропной и рэлеевской индикатрис рассеяния

| Индикатриса рассеяния | Модель $B(\mu')$ | | | | | | | | |
|--------------------------|------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | a | | | b | | | c | | |
| | d | e | f | d | e | f | d | e | f |
| Изотропная | 0,625 | 0,582 | 0,538 | 0,731 | 0,687 | 0,644 | 0,861 | 0,818 | 0,774 |
| Рэлеевская | 0,631 | 0,588 | 0,545 | 0,737 | 0,694 | 0,651 | 0,868 | 0,826 | 0,783 |

Таблица 3

Относительная яркость ($B_S/B_{\text{нр}}$) для индикатрис Хеньи – Гринштейна

| Индикатриса (7) | | Модель $B(\mu')$ | | | |
|-----------------|-----------------|------------------|-------|-------|-------|
| g | $\Gamma(p_\mu)$ | $a+d$ | $b+d$ | $b+f$ | $c+d$ |
| 0,2 | 1,83 | 0,627 | 0,733 | 0,688 | 0,864 |
| 0,346 | 2,89 | 0,633 | 0,738 | 0,694 | 0,870 |
| 0,5 | 4,86 | 0,642 | 0,748 | 0,704 | 0,881 |
| 0,65 | 8,68 | 0,657 | 0,763 | 0,720 | 0,897 |
| 0,7 | 10,88 | 0,663 | 0,770 | 0,727 | 0,903 |

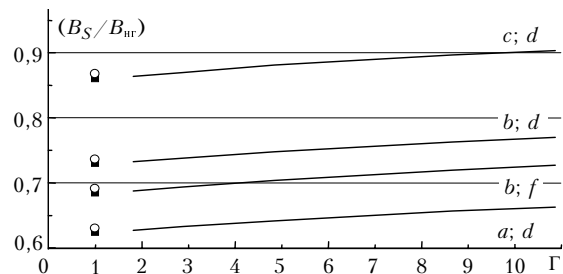


Рис. 5. Влияние вытянутости индикатрисы рассеяния (коэффициента асимметрии Γ) на яркость (B_S): ■ – изотропная; ○ – рэлеевская

3.2. Алгоритм определения Λ

Выше уже отмечалось, что уравнение (4) открывает возможность для определения альбеда однократного рассеяния:

$$\Lambda = \sigma/\varepsilon = (B^0 - B_{\text{нр}})/(B^0 - B_S). \quad (11)$$

Для нахождения неизвестной величины B_S воспользуемся результатами моделирования (см. п. 3.1). Практически линейная зависимость $B_S(\Gamma)$ и малое отличие от результатов расчета для изотропного рассеяния дают возможность записать простое соотношение

$$B_S \approx \bar{B}(\bar{\mu}) + 0,004 B_{\text{нр}}(\Gamma - 1), \quad (12)$$

где $\bar{B}(\bar{\mu}') = 0,5 \int_{-1}^1 B(\mu') d\mu'$ представляет собой яркость B_S при изотропном рассеянии, которая равна среднему значению $B(\mu')$ на интервале $\mu'[-1, 1]$ и легко определяется экспериментально.

Формула (12) позволяет с приемлемой точностью оценить B_S на основе расчета $\bar{B}(\bar{\mu}')$ с учетом вытянутости индикатрисы Γ . При отсутствии априорной информации о коэффициенте асимметрии яркость B_S можно оценить для некоторой средней индикатрисы. Например, для $\Gamma_{CP} = 6$ из (12) получим приближенную формулу

$$B_S \approx \bar{B}(\bar{\mu}') + 0,02 B_{\text{нр}} \approx \bar{B}(\bar{\mu}') + 0,02 B^0. \quad (13)$$

Таким образом, алгоритм решения задачи может быть реализован следующим образом.

1. Измеряется угловое (по зенитному углу) распределение яркости небосвода и подстилающей поверхности $B(\mu')$, включая яркость неба на горизонте $B(\mu' = 0) = S(0) = B_{\text{нр}}$.

2. Измеряется (или рассчитывается по температуре атмосферы) яркость абсолютно черного тела $B^0(T_{\text{атм}})$.

3. По полученным экспериментальным данным $B(\mu')$ численным интегрированием значений от зенита до надир рассчитывается $\bar{B}(\bar{\mu}')$.

4. По формулам (12) или (13) оценивается реальная величина B_S , а затем [(см. 11)] определяется Λ .

3.3. Эффект «холодного горизонта»

Ранее [7, 12, 17] уже обсуждались предпосылки различия радиационных температур горизонта и окружающей среды $T_{\text{атм}}$. Так как обычно в условиях безоблачной атмосферы выполняются соотношения $B^{\downarrow}(\mu') < B_{\text{нр}}$ и $B^{\uparrow}(\mu') \approx B_{\text{атм}}^0$ (или $B_{\text{нр}}$), то B_S всегда меньше $B^0 \approx B_{\text{нр}}$ (см. табл. 3). Таким образом, из уравнения (4) следует, что яркость горизонта равна или ниже яркости $B_{\text{атм}}^0$. Указанный факт подтверждался результатами натурных экспериментов. Согласно [7] температурная разность ($T_{\text{атм}} - T_{\text{нр}}$) в безоблачных условиях достигает 2,5 К над морем и 1 К над сушей. По данным [17], средняя величина отношения ($B_{\text{нр}}/B_{\text{атм}}^0$), трактуемая как излучательная способность атмосферы вблизи горизонта, составляет 0,95. (Правда, отличие $B_{\text{нр}} \neq B_{\text{атм}}^0$ в данном случае объяснялось неучетом сферичности атмосферы).

Проведем оценку влияния различных факторов на яркость горизонта на примере изотропного рассеяния (вытянутость индикатрисы играет меньшую роль). С учетом (9) выражение (4) можно переписать в другом виде:

$$b_{\text{нр}}^0 = \frac{B_{\text{нр}}}{B_{\text{атм}}^0} = 1 - \Lambda (1 - B_S/B_{\text{атм}}^0) = \frac{1 - \Lambda}{1 - \Lambda \{1 - 0,5[(1-m)(1+n)^{-1} + (1-m^*)(1+n^*)^{-1}]\}}. \quad (14)$$

Расчеты показали (рис. 6), что максимальное «выхолаживание горизонта» (уменьшение $b_{\text{нр}}^0$) следует ожидать при больших Λ , малой яркости B_S ($m \rightarrow 0$)

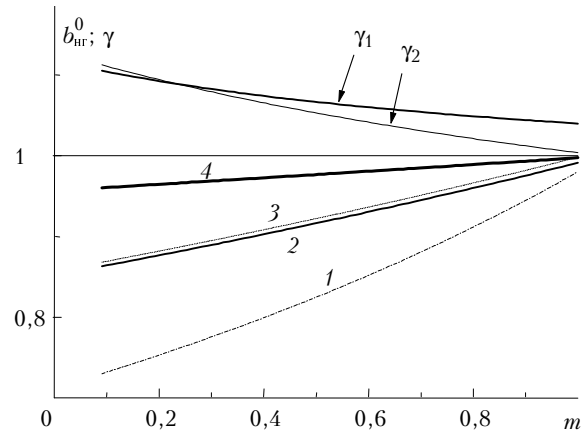


Рис. 6. Зависимости нормированных значений яркости горизонта и суммарного потока $\gamma = (\Sigma/2\pi B_{\text{нр}})$ от величины нисходящего излучения, задаваемого параметром m : 1 — $\Lambda = 0,5$, $\Gamma = 6$; 2 — $\Lambda = 0,3$, $\Gamma = 6$; 3 — $\Lambda = 0,3$, $\Gamma = 2$; 4 — $\Lambda = 0,1$, $\Gamma = 6$

и вытянутости индикатрисы рассеяния. Причем принципиальное значение для проявления эффекта играет величина компоненты рассеяния B_S . Даже при большом влиянии аэрозоля ($\Lambda \rightarrow 1$) увеличение яркости небосвода ($m \rightarrow 1$) из-за низкой облачности и сильного замутнения атмосферы или повышенная температура подстилающей поверхности ($m^* > 1$) приводят к тому, что яркость горизонта сближается с $B_{\text{атм}}^0$. Эта особенность ограничивает условия применения вышерассмотренного метода (см. п. 3.2).

Естественно задать вопрос — возможны ли ситуации «горячего горизонта» ($B_{\text{нр}} > B_{\text{атм}}^0$)? Из-за малочисленности экспериментальных исследований яркости горизонта такие факты неизвестны, поэтому вопрос можно рассмотреть только гипотетически на основе модельных оценок. Из (14) следует, что по условиям освещения (параметры m , m^*) превышение яркости $B_{\text{нр}}$ над $B_{\text{атм}}^0$ возможно, если выражение в фигурных скобках больше единицы. С точки зрения атмосферных условий подобную ситуацию можно ожидать во время пыльных бурь в аридных районах, т.е. при сочетании следующих условий: сильно разогретая подстилающая поверхность ($m^* > 1$) и высокое содержание аэрозоля при низкой влажности ($\Lambda \rightarrow 1$, $m \rightarrow 1$).

Из левой части выражения (14) с учетом (13) видно, что ключевым условием отличия $B_{\text{нр}}$ от $B_{\text{атм}}^0$ является отношение средней яркости $\bar{B}(\bar{\mu}')$ к $B_{\text{атм}}^0$:

$$\frac{B_S}{B_{\text{атм}}^0} \approx \left(\frac{\bar{B}(\bar{\mu}')}{B_{\text{атм}}^0} \right) = \begin{cases} > 1 - \text{«горячий горизонт»}, \\ < 1 - \text{«холодный горизонт»}. \end{cases} \quad (15)$$

Таким образом, условиями освещения горизонтальной трассы — $B(\mu')$ задается общий диапазон

возможных значений яркости неба вблизи горизонта в пределах от $\bar{B}(\bar{\mu}')$ до $B_{\text{атм}}^0$, а конкретное значение $B_{\text{нг}}$ внутри этого интервала определяется рассеивающими свойствами приземного слоя атмосферы, т.е. величиной Λ .

3.4. Взаимосвязь с компонентами радиационного баланса

Рассмотренные выше формулы для рассеянной компоненты функции источников B_S в формальной записи близки к сумме потоков нисходящей Q и восходящей R тепловой радиации Σ , а также к результирующему потоку G [11]:

$$G = 2\pi \int_{-1}^1 B(\mu') \mu' d\mu' = 2\pi \left[\int_0^1 B^\downarrow(\mu') \mu' d\mu' + \int_{-1}^0 B^\uparrow(\mu') \mu' d\mu' \right] = Q - R; \quad (16)$$

$$\Sigma = Q + R = 2\pi \left[\int_0^1 B^\downarrow(\mu') \mu' d\mu' + \int_{-1}^0 B^\uparrow(\mu') \mu' d\mu' \right] = 2\pi B_{\text{нг}} \left\{ 1 - \frac{1-m}{1+n} - \frac{1-m^*}{1+n^*} \right\}; \quad (17)$$

$$B_S = \frac{1}{2} \left[\int_0^1 B^\downarrow(\mu') \mu' d\mu' + \int_{-1}^0 B^\uparrow(\mu') \mu' d\mu' \right] + \delta_B(\Gamma) \approx B_{\text{нг}} \left\{ 1 - \frac{1-m}{2(1+n)} - \frac{1-m^*}{2(1+n^*)} + 0,004(\Gamma - 1) \right\}; \quad (18)$$

$$B_{\text{нг}} = B_{\text{атм}}^0 - \Lambda (B_{\text{атм}}^0 - B_S). \quad (19)$$

Все приведенные характеристики определяются интегралами восходящей и нисходящей радиации $B(\mu')$. Причем Σ и G характеризуют сумму и разность радиации, поступающей на горизонтальную площадку из нижней и верхней полусфер, а яркость B_S – рассеяние этой радиации в горизонтальном направлении. По отношению к средней яркости $\bar{B}(\bar{\mu}')$ в суммарном и результирующем потоках (16), (17), в силу косинусной зависимости (сомножитель μ'), усилен вклад излучения из направлений вблизи зенита и надира. В компоненте B_S (18) из-за вытянутости реальных индикатрис рассеяния увеличен вклад излучения из области горизонта, близкого к яркости абсолютно черного тела, при температуре приземного слоя атмосферы. Влияние $B(\mu')$ через компоненту B_S проявляется и в яркости неба вблизи горизонта (19), которая занимает промежуточное положение между B_S и $B_{\text{атм}}^0$.

Решения для суммарного потока Σ и величины B_S [см. выражения в фигурных скобках (17) и (18)] имеют сходный вид и отличаются некоторой константой, зависящей от условий освещения. В качестве при-

мера на рис. 6 (вместе с $b_{\text{нг}}^0$) показана зависимость нормированной величины потока $\gamma = (\Sigma/2\pi B_{\text{нг}})$ от яркости небосвода (параметра m) для двух крайних случаев: 1) γ_1 при $\Gamma = 11$, $n = 0,1$; 2) γ_2 при $\Gamma = 2$, $n = 0,8$. По мере увеличения нисходящего излучения ($m \rightarrow 1$) указанные характеристики (Σ и $B_{\text{нг}}$) сближаются и асимптотой отличия является 2π .

Заключение

Анализ решения уравнения переноса излучения для горизонтального направления ($\mu = 0$) и осевой симметрии показал, что яркость неба вблизи горизонта, равная функции источников $S(0)$, выражается в виде суммы двух компонент: $\bar{B}(\bar{\mu}')$ с учетом небольшой поправки на асимметрию индикатрисы и яркости $B_{\text{атм}}^0$, относительный вклад которых определяется величиной альbedo однократного рассеяния. На основе проведенного моделирования предложен алгоритм определения Λ . Наиболее предпочтительным условием для реализации метода является малая величина средней яркости $\bar{B}(\bar{\mu}')$.

Из модельных оценок зависимости B_S и $B_{\text{нг}}$ от условий освещения следует, что в типичных условиях безоблачной атмосферы выполняется следующее соотношение:

$$B^0(T_{\text{атм}}) \geq B_{\text{нг}}(B^0; B_S; \Lambda) > B_S(\rho\mu_0; B_{\mu'}) > \bar{B}(\bar{\mu}') > \Sigma/2\pi. \quad (20)$$

При сильных замутнениях атмосферы или низкой облачности указанные характеристики сближаются с $B_{\text{атм}}^0$. В условиях высокой вертикальной прозрачности коридор значений $[B_{\text{атм}}^0; \bar{B}(\bar{\mu}')]$ расширяется и, в зависимости от Λ , возможно большее или меньшее отличие $B_{\text{нг}}$ от $B_{\text{атм}}^0$. Максимальное отличие или проявление эффекта «выхолаживания горизонта» следует ожидать при $\Lambda \rightarrow 1$, т.е. при большом содержании аэрозоля и минимальном поглощении. В этом состоит качественное отличие от коротковолновой области спектра ($\lambda < 3$ мкм), где в силу малости собственного излучения $B_{\text{атм}}^0$ яркость неба на горизонте увеличивается с ростом Λ (с уменьшением поглощения).

Завершая обсуждение, кратко остановимся на вопросе – насколько применимо к реальности условие осевой симметрии $B^\downarrow(\tau, \mu')$. (При работе над однородной подстилающей поверхностью ограничение касается только яркости небосвода.) Кроме случая «безоблачная ночь», условие выполняется при сплошной облачности. Но этот вариант малоинтересен в прикладном плане, так как все рассматриваемые яркости сближаются с $B_{\text{атм}}^0$ и реализация метода определения Λ становится невозможной [см. выражение (11)].

Учитывая интегральный характер величины B_S [см. (2), (4a)], по-видимому, достаточно использовать менее жесткое требование – если осевая симметрия выполняется только в среднем, т.е. азимутальное распределение $B^\downarrow(\tau, \mu', \varphi')$ варьирует около некото-

рого среднего значения, а последнее не зависит от угла ϕ . Указанная ситуация соответствует однородному распределению по небосводу небольших облаков. Выполнение условия «осевой симметрии в среднем» косвенно подтверждается экспериментальными данными [7–9], из которых следует, что в области спектра 8–12 мкм азимутальная зависимость яркости $B_{\text{нг}}$ практически не проявляется.

1. *Соболев В.В.* Рассеяние света в атмосферах планет. М., 1972. 335 с.
2. *Назаралиев М.А., Розенберг Г.В.* Моделирование сумеречных наблюдений методом Монте-Карло // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1977. Т. 13. № 2. С. 133–143.
3. *Микиров А.Е., Смеркалов В.А.* Исследование рассеянного излучения верхней атмосферы Земли. Л.: Гидрометеоздат, 1981. 208 с.
4. *Гаврилов В.А.* Видимость в атмосфере. Л.: Гидрометеоздат, 1966. 323 с.
5. *Ковалев В.А.* Видимость в атмосфере и ее определение. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 216 с.
6. *Кабанов М.В., Сакерин С.М.* Методы пассивного зондирования прозрачности атмосферы в приземном слое // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1983. Т. 19. № 2. С. 147–155.
7. *Алленов М.И.* Структура оптического излучения природных объектов. М.: Гидрометеоздат, 1988. 164 с.
8. *Радиационные* характеристики атмосферы и земной поверхности / Под ред. К.Я. Кондратьева. Л.: Гидрометеоздат, 1969. 564 с.
9. *Касаткина О.И.* Угловое распределение излучения безоблачного неба в участке 8–12 мкм // Труды ГГО. 1972. Вып. 275. С. 92–102.
10. *Перенос* радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах / Под ред. Ж. Ленобль. Л.: Гидрометеоздат, 1990. 264 с.
11. *Оцисик М.Н.* Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976. 616 с.
12. *Кабанов М.В., Сакерин С.М.* Уравнение пассивного оптического зондирования в однородной атмосфере // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1982. Т. 18. № 7. С. 711–719.
13. *Шаронов В.В.* Измерение и расчет видимости далеких предметов. М.: Гостехиздат, 1947. 284 с.
14. *Савиковский И.А.* Отклонения от световоздушного уравнения и их влияние на измерение горизонтальной прозрачности // Труды ГГО. 1969. Вып. 240. С. 169–181.
15. *Пхалагов Ю.А., Ужегов В.Н.* Статистический метод разделения коэффициентов общего ослабления ИК-радиации на компоненты // Оптика атмосфер. 1988. Т. 1. № 10. С. 3–11.
16. *Городецкий А.К., Филиппов Г.Ф.* Наземные измерения излучения атмосферы и подстилающей поверхности в области спектра 8–12 мкм // Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана. 1962. Т. 4. № 2. С. 228–232.
17. *Руднева Л.Б.* Оценки применимости приближения черного тела к излучению атмосферы вблизи горизонта // Труды ГГО. 1982. Вып. 462. С. 122–126.

S.M. Sakerin. Correlation of the angular structure of IR radiation with optical characteristics of the near-ground layer of the atmosphere.

Solution of the thermal radiation transfer equation is considered for the case of observation of the horizon under condition of axial symmetry using a number of model representations of the brightness field and the scattering phase functions. It is shown that the values of the upward and downward radiation principally affect the sky brightness formation (34% variations), while the asymmetry of the scattering phase function plays minor role (less than 3% variation). The algorithm is proposed for determining the single scattering albedo based on the results of measurements of the following parameters: angular distribution (from zenith to nadir) of the incident radiation, sky brightness on the horizon and brightness of the black body at the temperature of the near-ground atmosphere. The atmospheric conditions which are preferable for realization of the method, as well as the reasons for the difference between radiative temperature of the sky on the horizon and the temperature of the near-ground atmosphere are considered.