

О СВЕЧЕНИИ СФЕРИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЫ ПЛАНЕТЫ СО СТОРОНЫ ЛИМБА

Э. Г. Яновицкий

При исследованиях планет из космического пространства с достаточно близких расстояний со стороны лимба наблюдается свечение слоя атмосферы, расположенного непосредственно за краем собственной поверхности планеты. Под собственной поверхностью планеты мы подразумеваем ее твердую поверхность (Марс, Земля при отсутствии облачности) или облачную (Венера, Земля, Юпитер). В ряде случаев необходимо уметь рассчитать распределение яркости вдоль указанного выше слоя, задавая оптические параметры атмосферы и поверхности планеты. Тогда из сравнения наблюдаемого распределения яркости с расчетным можно судить, например, о такой существенной для атмосферной оптики характеристике, как изменение концентрации аэрозоля с высотой, что в конечном счете, позволяет построить оптическую модель атмосферы.

При оценке распределения яркости вдоль атмосферных слоев планеты мы уже не можем предполагать, что атмосфера плоско-параллельная, а должны учитывать ее сферичность. Это связано с тем, что в указанном случае излучение приходит к наблюдателю от слоя атмосферы, протяженность которого сравнима с радиусом планеты. Уравнение переноса излучения в сферической атмосфере записано в работе [1]. Уравнение для функции источника $B(r, \psi)$ (r и ψ — сферические координаты точки) в сферически-симметричной планетной атмосфере, освещенной параллельными лучами*, в случае изотропного рассеяния выведено в работе И. Н. Минаева и В. В. Соболева [2]. Там же рассмотрен случай, когда атмосфера прилегает к изотропно отражающей поверхности с заданным альбедо A . В статьях [3—5] тех же авторов задача о диффузном отражении и пропускании света сферически-симметричной планетной атмосферой приближенным методом сведена к дифференциальному уравнению в частных производных второго порядка при соответствующих граничных условиях. В качестве примеров были произведены численные расчеты в некоторых частных случаях.

В дальнейшем исследования В. В. Соболева и И. Н. Минаева продолжил О. И. Смоктий [6, 7], который получил приближенное аналитическое решение задачи о многократном рассеянии света в сферической атмосфере, допускающее эффективное проведение численных расчетов, а также провел вычисления интенсивности выходящего излучения для различных моделей вертикального строения сферически-симметричной атмосферы.

Расчет распределения яркости вдоль атмосферных слоев со стороны лимба планеты может быть выполнен методами, которые используются в работах [3—7]. Однако эти методы оказываются довольно сложными в тех случаях, когда приходится учитывать многократное рассеяние света. В настоящей работе дан весьма простой приближенный способ расчета указанного распределения яркости в том случае, если линия визирования не пересекает плоскость терминатора. При этом предполагается, что атмосфера прилегает к изотропно отражающей поверхности. В качестве примера произведен расчет распределения яркости вдоль атмосферных слоев Марса, наблюдаемых непосредственно за краем его собственной поверхности.

Итак, пусть сферически-симметричная атмосфера, радиус верхней границы которой равен R_A , освещена параллельными лучами Солнца.

* Рассматриваемая задача является осесимметричной, причем осью служит прямая, соединяющая центры планеты и Солнца.

Обозначим πS — освещенность единичной площадки, расположенной на верхней границе атмосферы перпендикулярно к падающим лучам. Пусть наблюдатель находится в точке K (рис. 1). Возьмем текущую точку T на линии визирования KB , радиус-вектор которой равен r . Положение точки T на линии визирования можно определить отрезком $BT=s$, отсчитываемым от точки B . Тогда интенсивность диффузного излучения I , приходящего к наблюдателю от столба атмосферы, расположенного вдоль линии визирования AB , определяется формулой

$$i(s_0) = \int_0^{s_0} B(s) \exp \left[\int_{s_0}^s \alpha(z) ds \right] \alpha(z) ds, \quad (1)$$

где $B(s)$ — функция источника в точке T , $s_0=AB$, $\alpha(z)$ — коэффициент поглощения, z — высота точки T над поверхностью планеты ($r=R+z$).

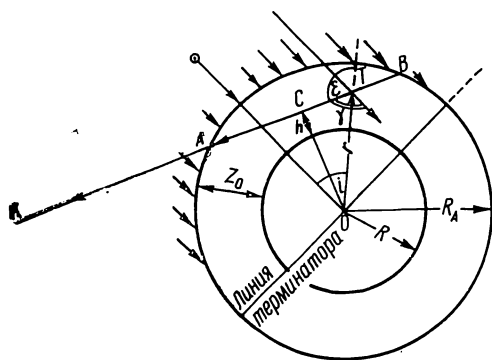


Рис. 1.

Толщина планетной атмосферы z_0 гораздо меньше радиуса R планеты. Воспользовавшись этим обстоятельством, мы можем принять, что атмосферные слои плоско-параллельные. Однако считаем, что количество лучистой энергии, приходящее от Солнца и поглощаемое элементарным объемом атмосферы, остается таким же, как в сферической атмосфере. Иными словами, мы учитываем изменение условий освещения атмосферы вдоль линии визирования AB . Описанный приближенный метод уже использовался ранее в работе [2]. Теперь мы воспользуемся им, чтобы записать в явном виде выражение для функции источника $B(s)$.

Очевидно, что указанное выше приближение оправдывается тем лучше, чем меньше величина z_0/R , и достаточно сильное нарушение его можно ожидать лишь вблизи терминатора. Поэтому в дальнейшем ограничимся случаем, когда линия визирования в пределах атмосферы не пересекает плоскость терминатора.

Обозначим через $i = \arcsin \cos \zeta$ угол между радиусом-вектором r точки T и направлением на Солнце, а через $\epsilon = \arcsin \cos \eta$ — угол между r и направлением на наблюдателя в точке T (рис. 1). Далее предположим, что атмосфера планеты чисто рассеивающая (т. е. альbedo однократного рассеяния $\lambda=1$) и прилегает к изотропно отражающей поверхности с заданным альbedo A . Тогда, если бы атмосфера была однородной, можно было бы воспользоваться приближенным выражением для функции источника B в плоской атмосфере при произвольной (но не слишком вытянутой) индикатрисе рассеяния $\chi(\nu)$, которое было получено В. В. Соболевым (см. [8], гл. 10).

Однако на распределение яркости вдоль атмосферных слоев существенным образом сказывается неоднородность атмосферы. В этом случае для рассеяния первого порядка неоднородность атмосферы определяется зависимостью индикатрисы рассеяния $\chi(\nu)$ от высоты z (или от оптической глубины τ). Что же касается составляющей $\Delta B(\tau, \eta, \zeta)$ функции источника, определяемой рассеяниями высших порядков, то в рассматриваемом случае, как следует из результатов обобщения С. Д. Гутшабашем [9] приближенной формулы, полученной в [8], имеет место следующее выражение:

$$\Delta B(\tau, \eta, \zeta) = \bar{I}(\tau) + x_1(\tau) \bar{H}(\tau) \eta, \quad (2)$$

где

$$\bar{I}(\tau) = \frac{S\zeta}{2} \left(1 + \frac{3}{2}\zeta\right) - \frac{3}{4} S\zeta^2 e^{-\tau/\zeta} - F \left[2 + \left(3 - \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} x_1(t) dt\right)\tau\right], \quad (3)$$

$$F = \frac{S}{2} \frac{(1-A)R(\zeta, \tau_0)\zeta}{4 + \left(3 - \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} x_1(t) dt\right)(1-A)\tau_0}, \quad (4)$$

$$x_1(\tau) = \frac{3}{2} \int_0^{\pi} \chi(\gamma, \tau) \cos \gamma \sin \gamma d\gamma, \quad (5)$$

$$\bar{H}(\tau) = F - \frac{S}{4} e^{-\tau/\zeta} \zeta, \quad (6)$$

$$R(\zeta, \tau_0) = 1 + \frac{3}{2}\zeta + \left(1 - \frac{3}{2}\zeta\right) e^{-\tau_0/\zeta}, \quad (7)$$

а оптическая глубина

$$\tau(r) = \int_r^{R_A} \alpha(r) dr. \quad (8)$$

Так что в случае неоднородной чисто рассеивающей атмосферы имеем

$$B(\tau, \eta, \zeta, \gamma) = \Delta B(\tau, \eta, \zeta) + \frac{S}{4} \chi(\gamma, r) e^{-\tau/\zeta}. \quad (9)$$

где функция $\Delta B(\tau, \eta, \zeta)$ определяется формулой (2).

Таким образом, переходя к подходящей системе координаты и подставляя (9) в (1), получим искомое выражение для интенсивности излучения, определяющее свечение атмосферных слоев планеты со стороны лимба.

Для простоты предположим, что линия визирования KB (см. рис. 1) лежит в плоскости экватора интенсивности планеты. Тогда положение этой линии относительно центра планеты и Солнца определится величиной h и углом рассеяния γ . Здесь h — расстояние между линией визирования и поверхностью планеты. Для текущей точки T линии визирования величина

$$s = \sqrt{R_A^2 - r_0^2} \mp \sqrt{r^2 - r_0^2}, \quad (10)$$

где $r_0 = R + h$, причем знак минус берется на участке BC , а знак плюс — на участке AC линии визирования. Тогда

$$ds = \mp \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}}. \quad (11)$$

Из рис. 1 легко находим

$$\eta_{1,2} = \cos \varepsilon = \mp \frac{\sqrt{r^2 - r_0^2}}{r}, \quad (12)$$

$$\zeta_{1,2} = \cos i = \frac{r_0}{r} \sin \gamma \pm \frac{\sqrt{r^2 - r_0^2}}{r} \cos \gamma, \quad (13)$$

где индексы 1, 2 относятся соответственно к верхнему и нижнему знакам в формулах (12) и (13). Подставляя (10) и (11) в (1), получим

$$I(h, \gamma) = \exp[-\beta(R_A)] \int_{r_0}^{R_A} \{B(\tau(r), \eta_1, \zeta_1) \exp[-\beta(r)] + \\ + B(\tau(r), \eta_2, \zeta_2) \exp[\beta(r)]\} \cdot \frac{d\beta(r)}{dr} dr, \quad (14)$$

где

$$\beta(r) = \int_{r_0}^r \alpha(r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}}. \quad (15)$$

Формула (14) применима лишь в тех случаях, когда линия визирования не пересекает линию терминатора. Это условие выполняется в тех случаях, когда угол $i \leq 90^\circ$. Учитывая это обстоятельство, из (13) находим тот интервал изменения угла рассеяния γ , для которого линия визирования не пересекает терминатор:

$$\arccos \frac{R}{R_A} \leq \gamma \leq \pi - \arccos \frac{R}{R_A}. \quad (16)$$

Следует отметить, что на практике неравенство (16) можно усилить так, что пересечение линии визирования и терминатора будет происходить только в самых верхних слоях атмосферы, которые практически не переизлучают солнечную радиацию.

Наконец, рассмотрим случай оптически тонкой атмосферы ($\tau_0 \ll 1$), прилегающей к поверхности с малым альбедо ($A \ll 1$). Тогда мы вправе учитывать рассеяние только первого порядка, т. е. для функции источника принять выражение

$$B(\tau, \eta, \zeta, \gamma) = \frac{S}{4} \chi(\gamma, r) e^{-\tau/\zeta}. \quad (17)$$

Подставляя (17) в формулу (14) и учитывая (13), после преобразований получим

$$I(h, \gamma) = \frac{S}{2} \exp[-\beta(R_A)] \int_{r_0}^{R_A} \chi(\gamma, r) \operatorname{ch} \left[\beta(r) + \right. \\ \left. + \frac{r\tau(r)\sqrt{r^2 - r_0^2} \cos \gamma}{r_0^2 - r^2 \cos^2 \gamma} \right] \exp \left[-\frac{rr_0\tau(r) \sin \gamma}{r_0^2 - r^2 \cos^2 \gamma} \right] \frac{d\beta(r)}{dr} dr. \quad (18)$$

Последняя формула, по всей видимости, применима к атмосфере Марса (видимый участок спектра), а также к безоблачной атмосфере Земли (в длинноволновом участке видимого спектра).

Перейдем к расчету распределения яркости вдоль атмосферных слоев Марса со стороны лимба. Измерение распределения яркости вдоль атмосферных слоев может дать ценную информацию о вертикальном строении атмосферы планеты. В случае Марса Юнг [10] попытался построить распределение яркости вдоль атмосферного ореола по данным измерений станции «Маринер-4». Однако чувствительность аппаратуры этой станции не позволила получить распределение для достаточно больших высот h линии визирования над поверхностью планеты. Поэтому желательно иметь хотя бы грубые априорные оценки распределения яркости. Это позволит заранее рассчитать необходимую

чувствительность аппаратуры, предназначенной для такого рода измерений.

Следует отметить, что в настоящее время мы не можем воспользоваться формулой (18) для проведения достаточно точных расчетов. Дело в том, что пока практически неизвестно распределение частиц аэрозоля с высотой в атмосфере Марса, а следовательно, неизвестно изменение с высотой индикатрисы рассеяния и аэрозольной составляющей τ_a оптической глубины τ . Поэтому для весьма грубых оценок мы сделаем ряд упрощений и более или менее правдоподобных предложений.

Как показали расчеты А. В. Мороженко [11], для спектрального интервала $\lambda \geq 0.4 \mu$ полная оптическая толщина атмосферы Марса $\tau_0 < 0.05$. Если учесть это обстоятельство, формулу (18) можно упростить. Для определенности предположим, что геометрическая толщина атмосферы Марса $z_0 = 100$ км. Учитывая, что $R = 3400$ км, имеем $R_A = 3500$ км. Расчет производим для углов $30^\circ \leq \gamma \leq 150^\circ$. В этом случае, как следует из формулы (13), $0.27 < \zeta \leq 1$, а так как $\tau_0 < 0.05$, то для приближенного расчета распределения яркости можно вместо (17) принять выражение

$$B(\tau, \eta, \zeta, \gamma) = \frac{S}{4} \chi(\gamma, r). \quad (19)$$

Тогда вместо формулы (18) имеем

$$I(h, \gamma) = \frac{S}{2} \exp[-\beta(R_A)] \int_{r_0}^{R_A} \chi(\gamma, r) \operatorname{ch}[\beta(r)] \frac{d\beta(r)}{dr} dr. \quad (20)$$

Как обычно (см., например, [6], представим

$$\chi(\gamma, r) = \frac{\alpha_R(r)}{\alpha(r)} \chi_R(\gamma) + \frac{\alpha_a(r)}{\alpha(r)} \chi_a(\gamma), \quad (21)$$

где

$$\chi_R(\gamma) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \gamma) - \quad (22)$$

индикатриса рассеяния Релея, $\chi_a(\gamma)$ — аэрозольная индикатриса рассеяния,

$$\alpha(r) = \alpha_a(r) + \alpha_R(r), \quad (23)$$

причем $\alpha_R(r)$ — релеевский коэффициент рассеяния, $\alpha_a(r)$ — коэффициент рассеяния на частицах аэрозоля. В соответствии с формулой (23) полную оптическую толщину τ_0 атмосферы можно представить в виде

$$\tau_0 = \tau_{0R} + \tau_{0a}. \quad (24)$$

Примем, что в атмосфере аэрозольный α_a и релеевский α_R коэффициенты рассеяния меняются согласно экспоненциальному закону. Представим (при $z_0 \gg H$ и $z_0 \gg H_a$)

$$\alpha_a(r) = \frac{\tau_{0a}}{H_a} \exp\left(-\frac{r-R}{H_a}\right), \quad (25)$$

$$\alpha_R(r) = \frac{\tau_{0R}}{H} \exp\left(-\frac{r-R}{H}\right), \quad (26)$$

где H и H_a — соответственно высоты однородной газовой и аэрозольной составляющих атмосферы.

Подставляя (21) в (20) и учитывая формулы (15) и (23), вместо (20) находим

$$I(h, \gamma) = \frac{S}{2} \exp[-\beta(R_A)] \left\{ \chi_R(\gamma) \operatorname{sh}[\beta(R_A)] + [\chi_a(\gamma) - \chi_R(\gamma)] \int_{r_0}^{R_A} \operatorname{ch}[\beta(r)] \frac{\alpha_a(r) r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} \right\}. \quad (27)$$

Учитывая формулу (15) и то, что обычно $H \gg H_a$ и $\tau_{0a} \gg \tau_{0R}$, интеграл в фигурной скобке формулы (27) приближенно представим следующим образом:

$$\int_{r_0}^{R_A} \operatorname{ch}[\beta(r)] \frac{\alpha_a(r) dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} \approx \int_{r_0}^{R_A} \operatorname{ch} \left[\int_{r_0}^r \alpha_a(r') \frac{r' dr'}{\sqrt{r'^2 - r_0^2}} \right] \times \times \frac{\alpha_a(r) r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} = \operatorname{sh} \left[\int_{r_0}^{R_A} \frac{\alpha_a(r) r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} \right]. \quad (28)$$

Воспользовавшись формулой (26), можно записать

$$\int_{r_0}^{R_A} \frac{\alpha_a(r) r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} = \frac{\tau_{0a}}{H_a} e^{\frac{R}{H_a}} \left[r_0 K_1 \left(\frac{r_0}{H_a} \right) - \int_{R_A}^{\infty} \frac{e^{-\frac{r}{H_a}} r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} \right], \quad (29)$$

где $K_1(z)$ — цилиндрическая функция первого порядка от мнимого аргумента.

Очевидно, для тех значений r_0 , для которых величина

$$\frac{e^{-\frac{R_A - R}{H_a}}}{\sqrt{R_A^2 - r_0^2}} \ll 1, \quad (30)$$

в правой части (29) мы можем пренебречь вторым слагаемым по сравнению с первым. Если, кроме того, учесть, что для $z \gg 1$ (см, [12], стр. 977)

$$K_1(z) \sim \sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^{-z} \left[1 + O\left(\frac{1}{z}\right) \right], \quad (31)$$

вместо (29) получаем

$$y = \int_{r_0}^{R_A} \frac{\alpha_a(r) r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} = \tau_{0a} \sqrt{\frac{\pi r_0}{2H_a}} e^{-\frac{h}{H_a}}. \quad (32)$$

а также

$$x = \int_{r_0}^{R_A} \frac{\alpha_R(r) r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} = \tau_{0R} \sqrt{\frac{\pi r_0}{2H}} e^{-\frac{h}{H}}. \quad (33)$$

Теперь можно оценить относительную погрешность $\Delta(h)$ приближенной формулы (28), если выполняется условие (30). Учитывая (15) и (23), из (28) при помощи (32) и (33) находим

$$\begin{aligned}
& \left\{ \int_{r_0}^{R_A} \operatorname{ch} \left[\int_{r_0}^r \alpha_a(r') \frac{r' dr'}{\sqrt{r'^2 - r_0^2}} + \int_{r_0}^r \alpha_R(r') \frac{r' dr'}{\sqrt{r'^2 - r_0^2}} \right] \frac{\alpha_a(r) r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} - \right. \\
& \quad \left. - \operatorname{sh} \left[\int_{r_0}^{R_A} \frac{\alpha_a(r) r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} \right] \right\} \leq \left\{ \int_{r_0}^{R_A} \operatorname{ch} \left[\int_{r_0}^r \alpha_a(r') \frac{r' dr'}{\sqrt{r'^2 - r_0^2}} + \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \int_{r_0}^{\infty} \alpha_R(r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} \right] \frac{\alpha_a(r) r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} - \operatorname{sh} y \right\} = \operatorname{sh}(x+y) - \operatorname{sh} x - \operatorname{sh} y, \quad (34)
\end{aligned}$$

откуда после несложных преобразований получаем

$$\Delta(h) \leq \frac{2 \operatorname{sh} \frac{x}{2} \operatorname{sh} \frac{x+y}{2}}{\operatorname{sh} \frac{y}{2}}. \quad (35)$$

Таким образом, используя формулы (28), (32) и (33), вместо (27) получаем следующую приближенную формулу для расчета интенсивности выходящего излучения (для атмосферы очень малой оптической толщины):

$$\begin{aligned}
I(h, \gamma) = & \frac{S}{2} \exp \left[-\sqrt{\frac{\pi r_0}{2}} \left(\frac{\tau_{0R}}{\sqrt{H}} e^{-\frac{h}{H}} + \frac{\tau_{0a}}{\sqrt{H_a}} e^{-\frac{h}{H_a}} \right) \right] \times \\
& \times \left\{ \chi_R(\gamma) \operatorname{sh} \left[\sqrt{\frac{\pi r_0}{2}} \left(\frac{\tau_{0R}}{\sqrt{H}} e^{-\frac{h}{H}} + \frac{\tau_{0a}}{\sqrt{H_a}} e^{-\frac{h}{H_a}} \right) \right] + \right. \\
& \left. + [\chi_a(\gamma) - \chi_R(\gamma)] \operatorname{sh} \left(\tau_{0a} \sqrt{\frac{\pi r_0}{2 H_a}} e^{-\frac{h}{H_a}} \right) \right\}. \quad (36)
\end{aligned}$$

При расчетах по формуле (36) приняты численные значения для $\chi_a(\gamma)$, τ_{0a} и τ_{0R} , взятые из статьи А. В. Мороженко [11]. Эти данные приведены в таблице. Кроме того, в согласии с [10], полагалось: $H=12$, $H_a=3$ км. Вычисления по формуле (36) производились для $S=1$, а результаты представлены на рис. 2—4. Отметим, что для принятых численных значений оптических параметров величина $\Delta(h) < 16\%$ (см. формулу (35)).

Как видно из рис. 2—4, наиболее ярко светятся слои атмосферы у поверхности Марса толщиной около 10 км. Кроме того, как и следовало ожидать, яркость атмосферных слоев на заданной высоте h , при прочих равных условиях, тем больше, чем меньше угол рассеяния γ . Последнее, очевидно, связано с сильной вытянутостью аэрозольной индикатрисы рассеяния.

В дальнейшем, по мере уточнения наших представлений о вертикальном строении марсианской атмосферы, имеет смысл повторить расчеты по более точной формуле (14). Пока же для грубых прикидок можно, по-видимому, ограничиться теми результатами, которые приведены на рис. 2—4.

Численные значения величин

$\chi_a(\gamma), \tau_{0a}, \tau_{0R}$

γ	$\tilde{\lambda}_\mu$		
	0.4	0.5	0.6
	$\chi_a(\gamma)$	$\chi_a(\gamma)$	$\chi_a(\gamma)$
30°	3.30	3.27	3.24
45	1.89	1.88	1.87
60	1.06	1.06	1.06
90	0.435	0.437	0.440
120	0.321	0.327	0.333
150°	0.385	0.394	0.403
τ_{0R}	0.0100	0.0041	0.0019
τ_{0a}	0.039	0.026	0.019

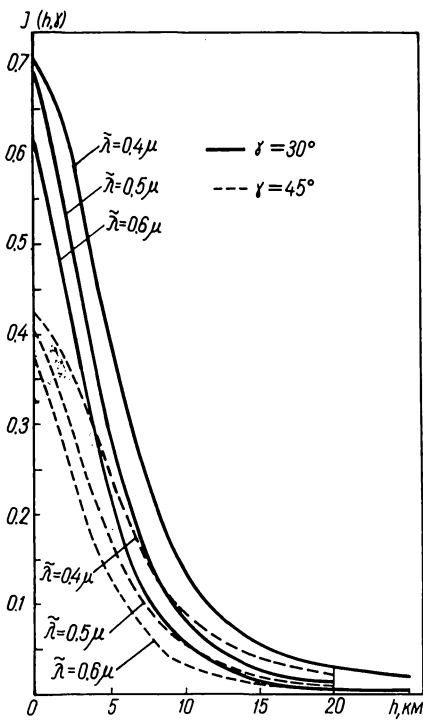


Рис. 2.

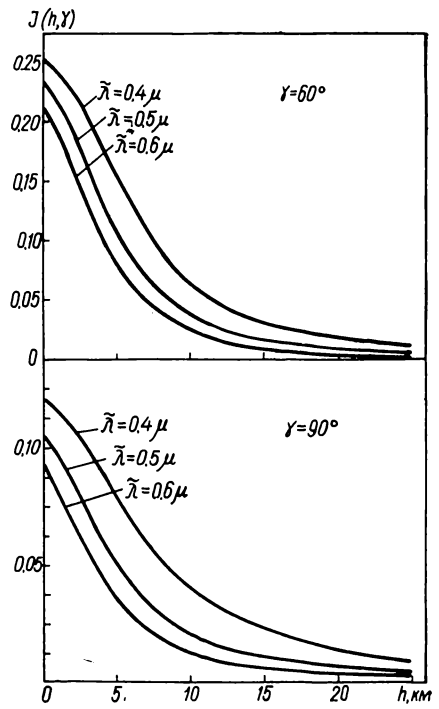


Рис. 3.

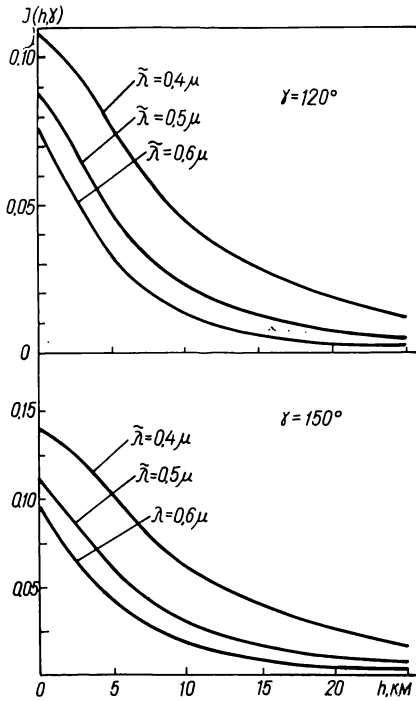


Рис. 4.

1. Lenoble J., Sekera Z. — *Pros. Nat. Acad. Sci. USA*, 1961, **47**, 372.
2. Минин И. Н., Соболев В. В. — *Астрон. журн.*, 1963, **40**, 496.
3. Соболев В. В., Минин И. Н. — *Искусственные спутники Земли*, 1962, **14**, 7.
4. Минин И. Н., Соболев В. В. — *Космические исследования*, 1963, **1**, 2, 227.
5. Минин И. Н., Соболев В. В. *Космические исследования*, 1964, **2**, 4, 610.
6. Смоктий О. И. — *Физика атмосферы и океана*, 1967, **3**, 3, 245; **4**, 383; **5**, 496; 1969, **5**, 1, 46; **8**, 782.
7. Смоктий О. И. — *Вестник ЛГУ*, 1969, 10.
8. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, гл. 10, ГИТТЛ, М., 1956.
9. Гутшабаш С. Д. — *Уч. записки ЛГУ*, № 153, сер. мат. наук, 25, 1952.
10. Yung A. T. — *Icarus*, 1969, **11**, 1.
11. Мороженко А. В. — *Астрон. журн.*, 1969, **46**, 5, 1087.
12. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, ГИФМЛ, М., 1962.

ON THE GLOW OF A SPHERICAL PLANETARY ATMOSPHERE FROM THE LIMBSIDE

E. G. YANOVITSKIY

Summary

An approximate formula is obtained for computation of diffuse radiation of a spherical planetary atmosphere from the limb side. The case is considered when the atmosphere adjoins a surface that reflects light isotropically. For the case of very small optical thickness of the atmosphere a simple analytical expression is found for computation of diffuse radiation intensity in the assumption that scattering coefficient of the aerosol and gas atmospheric components changes exponentially with altitude. This formula is used for calculation of the limb side radiation intensity of the Martian atmosphere (Figs. 2—4).

О ВОЗМОЖНОСТИ АВТОМАТИЧЕСКОГО ПОЛУЧЕНИЯ СТАТИСТИКО-МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК УЧАСТКОВ ЛУННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО ИХ ФОТОГРАФИЧЕСКОМУ ИЗОБРАЖЕНИЮ

Л. А. Акимов, Ю. В. Корниенко

§ 1. Постановка задачи

Задача определения морфологических характеристик участков лунной поверхности приобретает вполне научный характер только после того, как формулируется в количественных понятиях, имеющих строгий математический смысл.

Поэтому первым шагом, необходимым при решении такой задачи, является введение математических величин, которые будут использованы для описания исследуемой поверхности и которые надлежит определить, исходя из экспериментальных данных.

Вопрос об адекватном описании случайных поверхностей, подобных поверхности Луны, весьма сложный (хотя при задании, например, взволнованной морской поверхности не встречается особых затруднений), и в настоящей работе не делается попытки полного его решения. Вместо этого выбирается более простой подход, хотя и не вполне совершенный с точки зрения полного соответствия реальному объекту. Предполагается, что участок поверхности Луны может быть описан с помощью уравнения

$$H = \varrho(x, y),$$