

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЛУНЫ И СОЛНЦА В 4-х МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН*

А. Г. Кисляков

Приводятся результаты экспериментального исследования интенсивности радиоизлучения Луны и Солнца в 4-х миллиметровом диапазоне волн, полученные летом 1960 г. Подробно описывается методика наблюдений и обработки опытных данных. Найдено, что радиотемпература Солнца в 4-х миллиметровом диапазоне волн составляет $8000 \pm 700^\circ\text{K}$, а радиояркость Луны T_L меняется в течение лунации по закону $T_L = [230 + 73 \cos(\Omega t - 24^\circ)]^\circ\text{K}$. Точность измерения абсолютного значения температуры Луны около $\pm 10\%$. Полученные ранее единичные измерения радиояркости Луны на волне 4,3 мм [9] находятся в хорошем согласии с результатами настоящей работы. Сравнение фазового хода радиоизлучения Луны в 4-х миллиметровом диапазоне волн и данных наблюдений радиотемпературы лунного диска на других волнах показало, что однородная модель поверхности Луны вполне удовлетворяет экспериментальным результатам.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследования радиоизлучения Луны и Солнца в 4-х миллиметровом диапазоне волн связана со следующими обстоятельствами.

Многочисленные измерения радиояркости Луны в интервале длин волн от 75 см до 0,8 см оказались недостаточными [1,2] для того, чтобы решить вопрос о существовании резкого градиента теплопроводности в поверхностном слое лунной почвы. Этот градиент можно грубо моделировать, как было предложено Егером [3], слоем рыхлого вещества с низкой теплопроводностью (скажем, пыли), лежащим на твердой основе с более высокой теплопроводностью. Результатам наблюдений фазового хода радиояркости Луны на волнах от 1,6 см до 0,8 см [4-7] удовлетворяют в одинаковой степени как однослойная (однородная) модель поверхности лунной почвы, так и модель Егера, в которой толщина слоя с низкой теплопроводностью (на порядок меньшей, чем у подложки) может достигать нескольких миллиметров. Неоднозначность интерпретации этих экспериментальных данных обусловлена недостаточной шириной диапазона волн [8], в котором оказалось возможным обнаружить и измерить колебания радиояркости Луны во время лунации, а также малой точностью измерения сдвига фазы радиоизлучения Луны по отношению к ее оптической фазе. Для того, чтобы решить вопрос о структуре поверхности Луны, необходимо исследовать фазовый ход ее радиоизлучения на достаточно далеко разнесенных волнах [8].

В связи с этим представляют интерес измерения радиоизлучения Луны как на волнах длиннее 1,6 см, так и на волнах короче 0,8 см. Как известно [9], на волне 4,3 мм были сделаны только единичные измерения радиояркости Луны (для трех значений фазового угла: 280° ,

* Дополненный текст доклада, сделанного 25 ноября 1960 г. на заседании расширенного пленума Комиссии по радиоастрономии.

77° и 126°)*. Точность этих измерений невелика ($\pm 25\%$); к тому же их малое количество не позволяет узнать постоянную и переменную составляющие радиотемпературы Луны. Ниже, в разделах 2—4, подробно излагаются результаты исследования фазового хода радиоизлучения Луны в 4-х миллиметровом диапазоне волн, предварительное сообщение о которых было сделано в [10].

Что касается Солнца, то, как известно [11], в 1957 г. Коутс измерил его эффективную температуру T_c на волне 4,3 мм и нашел, что $T_c = 7000^\circ\text{K}$ (с точностью $\pm 10\%$). Эта цифра и использовалась в [12] при построении спикульной модели солнечной хромосферы по результатам наблюдений на миллиметровых волнах. Чтобы получить согласие с экспериментальными значениями T_c , Коутс принял температуру спикул хромосферы равной 6400°K , а температуру вещества между спикулами равной $2 \cdot 10^4^\circ\text{K}$. Несколько позже [13] Страйтон, Толберт и Бритт опубликовали свои результаты наблюдений радиояркости Солнца на волне 4,3 мм, из которых следовало, что T_c лежит в пределах от 10^4 до $1,2 \cdot 10^4^\circ\text{K}$.

Для того, чтобы спикульная модель удовлетворяла экспериментальным данным, полученным в [13], необходимо представить хромосферу состоящей из плотных спикул с температурой не менее 10^4°K , разделенных более прозрачным, по горячим веществом (на высоте более 2000 км над фотосферой температура вещества между спикулами должна быть не менее $3 \cdot 10^4^\circ\text{K}$). Такие высокие значения температур в спикулах и между ними было бы трудно согласовать как с результатами оптических наблюдений спикул [14], так и с данными измерений радиояркости спокойного Солнца на сантиметровых волнах [15].

Таким образом, расхождение между результатами измерений радиоизлучения Солнца на волне 4,3 мм в [11] и [13], по-видимому, является существенным, и их данные нуждаются в проверке.

Исследование радиоизлучения Луны и Солнца в 4-х миллиметровом диапазоне волн проводилось летом 1960 г. в высокогорном районе вблизи горы Эльбрус (измерения производились на высоте 3150 м над уровнем моря). Такое место для наблюдений было выбрано с целью ослабления влияния атмосферного поглощения на точность измерений.

1. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Наблюдения радиоизлучения Луны и Солнца проводились с помощью радиотелескопа, состоявшего из зеркальной параболической антенны (с лучом шириной $25'$ на половинном уровне по мощности) и модуляционного радиометра 4-х миллиметрового диапазона. Зеркало и радиометр были смонтированы на азимутально-вертикальной установке. Внешний вид радиотелескопа представлен на рис. 1.

Известно [16, 17], что при измерении радиояркости вземных источников можно исключить тепловую калибровку радиометра. Фактически калибровка осуществляется по собственному радиоизлучению атмосферы. При этом измерение радиояркости вземного объекта можно свести к следующим трем процедурам: наведению антенны 1) на источник, 2) затем на участок неба рядом с источником и 3) на „черную“ область с температурой, равной температуре окружающего воздуха T_0 . Для каждого из трех положений антенны радиотелескопа выходной сигнал радиометра равен соответственно α_n , α_n и α_0 . Очевидно, что

$$\alpha_n \propto \bar{T}_n \eta e^{-\tau} (1 - \beta) + T_n \eta (1 - \beta) + \bar{T}_6 \eta \beta_n + \bar{T}_{н6} \eta \beta_n + T_0 (1 - \eta); \quad (1)$$

$$\alpha_n \propto T_n \eta (1 - \beta) + \bar{T}_6 \eta \beta_n + \bar{T}_{н6} \eta \beta_n + T_0 (1 - \eta); \quad (2)$$

* За начало отсчета фазы Коутс принял момент новолуния.

$$\alpha_0 \propto T_0 \eta (1 - \beta) + \bar{T}_6 \eta \beta_n + \bar{T}_{06} \eta \beta_n + T_0 (1 - \eta). \quad (3)$$

Здесь величина \bar{T}_n определяется соотношением

$$\bar{T}_n = \frac{\int_{\Omega_n} T_n(\Omega) F(\Omega) d\Omega}{\int_{\Omega_A} F(\Omega) d\Omega}, \quad (4)$$

где $\bar{T}_n(\Omega)$ — распределение температуры по источнику, Ω_n — телесный угол источника, $F(\Omega)$ — главный лепесток диаграммы направленности антенны радиотелескопа, Ω_A — телесный угол, в котором известен* главный лепесток диаграммы направленности антенны. Соответственно величина β есть фактор рассеяния антенны вне известной части ее главного лепестка (т. е. вне телесного угла Ω_A). Произведение $\bar{T}_n(1 - \beta)$ является температурой антенны, введенной на источник, в случае, когда отсутствуют потери в антенне и атмосфере. Величина \bar{T}_n была бы температурой антенны при выполнении перечисленных выше условий, а также при отсутствии рассеяния антенны вне угла Ω_A . В дальнейшем для краткости \bar{T}_n будет именоваться просто температурой антенны.

Далее, в (1)–(3) приняты следующие обозначения: $\gamma = \Gamma_0 \sec \Theta$ — коэффициент поглощения в атмосфере в направлении на источник (Θ — зенитный угол источника, а Γ_0 — полное вертикальное поглощение в атмосфере), $T_n = T_{cp}(1 - e^{-\gamma})$ — эффективная температура атмосферы в направлении Θ , а T_{cp} — средняя кинетическая температура атмосферы [18] на пути от источника до приемной антенны, взвешенная по поглощению, η — КПД антенны, β_n — изотропная часть рассеяния антенны радиотелескопа, а β_n — не изотропная, причем $\beta_n + \beta_n = \beta$, \bar{T}_6 — усредненная по изотропным лепесткам антенны температура фона, окружающего антенну, $\bar{T}_{н6}$ — усредненная по не изотропным лепесткам температура фона при антенне, направленной в небо, и, наконец, \bar{T}_{06} есть усредненная по не изотропным лепесткам антенны температура фона при антенне, направленной на „черную“ область. В условиях Эльбруса в качестве „черной“ области использовался все время один и тот же склон горы.

Составим теперь разности $\alpha_n - \alpha_n$ и $\alpha_0 - \alpha_n$ и найдем их отношение:

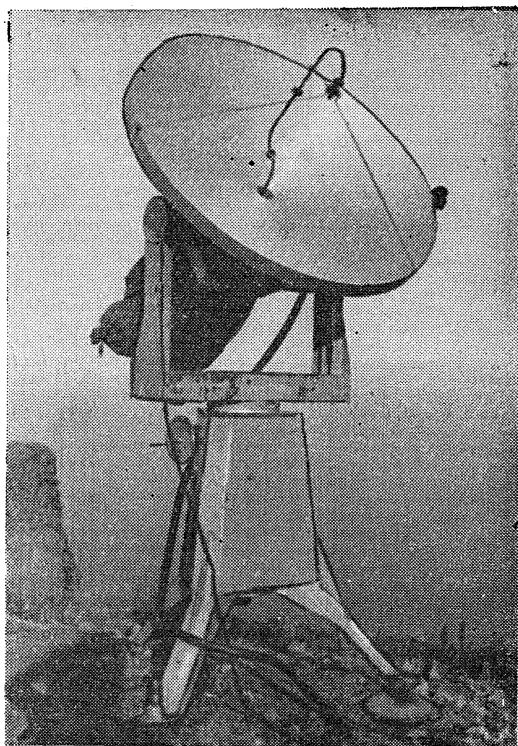


Рис. 1. Внешний вид радиотелескопа 4-х миллиметрового диапазона.

* Из способа определения изотропности рассеяния антенны радиотелескопа (см. Приложение II) следует, что необходимо знать главный лепесток антенны в угле Ω_A , равном телесному углу металлического листа, используемого при оценке величины ΔT .

$$q = \frac{\alpha_n - \alpha_n}{\alpha_0 - \alpha_n} = \frac{\bar{T}_n e^{-\gamma}}{T_0 - T_n + (\bar{T}_{06} - \bar{T}_{n6}) \beta_n (1 - \beta)^{-1}}.$$

Отсюда можно получить, что

$$\bar{T}_n = q e^{\gamma} [(T_0 - T_n) + \beta_n (\bar{T}_{06} - \bar{T}_{n6}) (1 - \beta)^{-1}]. \quad (5)$$

В Приложении I вычисляется величина T_{cp} , которая оказывается равной

$$T_{cp} = T_0 - bHs(\gamma) (e^{\gamma} - 1)^{-1}, \quad (6)$$

где b — некоторая постоянная, определяющая быстроту падения температуры в атмосфере с ростом высоты h над уровнем моря: $T(h) = T_0 - bh$, H — эффективная высота атмосферы, а функция $s(\gamma)$, изображенная на рис. 2, представляет собой довольно быстро сходящийся ряд:

$$s(\gamma) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\gamma^k}{k \cdot k!}. \quad (7)$$

После подстановки соотношения (6) в (5) последнее принимает вид:

$$\bar{T}_n = q \left\{ T_0 \left[1 + \frac{bH}{T_0} s(\gamma) \right] + \Delta T \right\}, \quad (8)$$

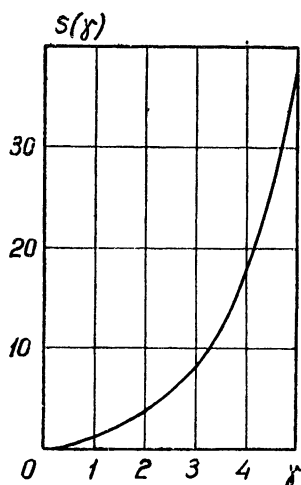


Рис. 2.

где $\Delta T = e^{\gamma} (\bar{T}_{06} - \bar{T}_{n6}) \beta_n (1 - \beta)^{-1}$. Второй член в квадратной скобке формулы (8) является поправкой на неизотермичность атмосферы. Если температура атмосферы всюду постоянна, то $b=0$ и поправка обращается в нуль.

Следует отметить, что в известных экспериментальных работах [11, 13, 19] авторы обычно допускают неточность и не учитывают при обработке опытных данных неизотермичность атмосферы. Это может привести к значительным ошибкам, если поглощение в атмосфере достаточно велико, а высота исследуемого объекта над горизонтом достаточно мала. Например, известно [11, 13], что на волне 4,3 мм $\Gamma_0 \sim 0,5$ нп, а величина $bH/T_0 \sim 0,1$ [20]. Отсюда следует, что в этом случае поправка на изотермичность составляет около 5%. С увеличением зенитного угла источника функция $s(\gamma)$

быстро растет (см. рис. 2) и при $\theta \sim 70^\circ$ поправка уже достигает 20%. В условиях Эльбруса поправка на неизотермичность атмосферы не превышала нескольких процентов.

Последний член в фигурной скобке соотношения (8) обязан своим происхождением неизотропности распределения рассеянного излучения антенны радиотелескопа. У зеркальных антенн вперед рассеивается обычно несколько большая мощность, нежели назад.

Необходимо было знать, зависит ли поправка ΔT от высоты источника над горизонтом и какова величина ΔT . Были проведены измерения интенсивности радиоизлучения Солнца и Луны в широком интервале зенитных углов (от 20° до 80°), причем записи наблюдений обрабатывались по формуле (8) при $\Delta T = 0$. Оказалось, что найденные таким способом значения температур антенны не зависят от высоты

источника над горизонтом (с точностью $\pm 3\%$). Это означает, что ΔT с такой же точностью не зависит от Θ . Таким образом, достаточно оценить поправку ΔT для какого-то произвольного положения антенны. В Приложении II описан специальный эксперимент, с помощью которого удалось показать, что для использовавшейся при наблюдениях антенной системы величина $\Delta T \sim 0,07 T_0$.

Для проверки описанной выше методики определения антенной температуры было сделано несколько измерений величины \bar{T}_n путем калибровки только по атмосфере (использовался закон секанса: $\gamma = \Gamma_0 \sec \Theta$). При этих наблюдениях антенна вращалась на сравнительно небольшие углы и влиянием неизотропности распределения лепестков антенны можно было пренебречь.

Оба способа калибровки дали совпадающие (в пределах ошибки эксперимента) значения температур антенны \bar{T}_n . В процессе наблюдений использовалась, в основном, первая методика калибровки, так как вторая оказалась более трудоемкой.

Описанная выше процедура (наведение антенны на источник, небо и „черную“ область) повторялась при каждом измерении Луны 10–15 раз. Записи отклонений на выходе радиометра обрабатывались по формуле (8) и усреднялись. Полученная температура антенны \bar{T}_n служила материалом для дальнейшей обработки, в процессе которой совершался переход от величины \bar{T}_n к взвешенной по диаграмме средней по диску температуре источника T_n . Соотношение (4) для \bar{T}_n можно представить в виде:

$$\bar{T}_n = \alpha T_n = \frac{\int_{\Omega_A} F(\Omega) d\Omega}{\int_{\Omega_n} F(\Omega) d\Omega} T_n, \quad (9)$$

где $T_n = \int_{\Omega_n} T_n(\Omega) F(\Omega) d\Omega / \int_{\Omega_n} F(\Omega) d\Omega$. Величина T_n является промежуточной между средней по диску яркостной температурой Луны и температурой ее центральной части. Учитывая тот факт [21], что радиояркость лунного диска меняется только на краях, можно считать величину T_n равной радиотемпературе центральной части Луны [4].

При определении коэффициента α интеграл в знаменателе (9) был вычислен графически, а интеграл в числителе можно было найти аналитическим путем, так как в пределах угловых размеров диска Луны и Солнца форма главного лепестка диаграммы была очень близка к гауссовой кривой. Главный лепесток диаграммы направленности антенны радиотелескопа был найден в необходимых пределах путем подбора исходной диаграммы такой формы, чтобы рассчитанная по ней солнечная диаграмма антенны совпала с экспериментальной записью прохождения Солнца через главный лепесток. Такой подбор дал значение 25' для ширины главного лепестка на половинном уровне по мощности (эта же цифра была получена из расчета согласно [22]). В одном случае диаграмма направленности антенны была снята по плоской вершине горного хребта. Последний эксперимент тоже дал значение ширины луча на половинном уровне, близкое к 25'.

Коэффициент α рассчитывался с учетом изменений видимых размеров Луны во время цикла.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Наблюдения, проведенные в течение трех лунных циклов (июнь—август), позволили получить зависимость радиотемпературы Луны $T_{л}$

от ее фазы. На рис. 3 представлен график этой зависимости. На экспериментальные точки графика хорошо ложится синусоида (штриховая кривая):

$$T_{\text{л}} = [230 + 73 \cos(\Omega t - 24^\circ)]^\circ\text{K}, \quad (10)$$

где Ω —частота лунации. Разброс большинства экспериментальных точек относительно кривой (10) не превышает $\pm 3\%$. Этот разброс определяет точность измерений относительных значений постоянной и переменной составляющих радиотемпературы Луны. Абсолютные значения температуры даются здесь с погрешностью около $\pm 10\%$. Основные источники ошибок заключаются в неточности учета не-изотропности рассеяния антенной системы (здесь может быть допущена погрешность около 8%), а также в приближенном определении главного лепестка диаграммы направленности антенны (это может дать ошибку при нахождении $T_{\text{л}}$ около 5%). Таким образом, суммарная среднеквадратичная ошибка (вместе с флюктуационной) может достигать $\sqrt{64+25+9} \approx 10\%$.

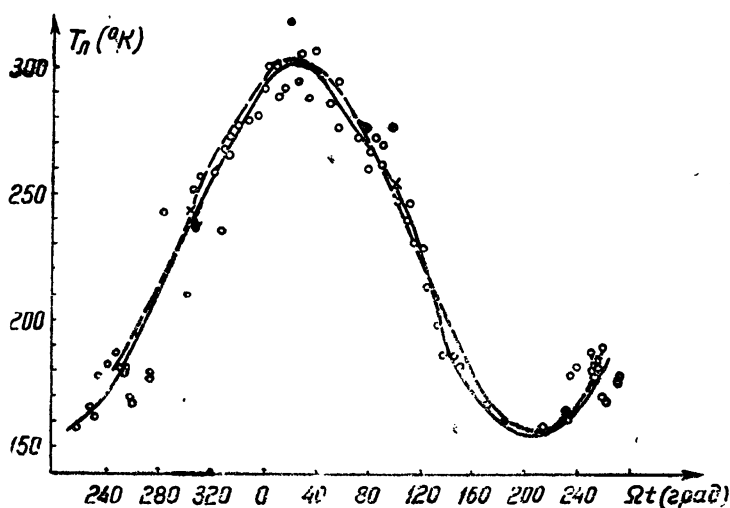


Рис. 3. Зависимость радиои兹лучения Луны от оптической фазы. За начало отсчета фазы принят момент полнолуния.

Точность измерения сдвига фазы в (10) составляет $\pm 3^\circ$.

Поскольку при нахождении радиояркости Солнца производилось усреднение по результатам большого количества измерений, то флюктуационная ошибка была в этом случае пренебрежимо малой, и точность измерения $T_{\text{с}}$ ограничивалась ошибкой в определении параметров антенны, т. е. величиной $\pm 8,5\%$. Было найдено таким образом, что

$$T_{\text{с}} = 8000 \pm 700^\circ\text{K}. \quad (11)$$

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Значение $T_{\text{с}} = 8000^\circ\text{K}$ совпадает в пределах точности измерений с полученной в [11] величиной $T_{\text{с}} = 7000^\circ\text{K} \pm 700^\circ\text{K}$. К тому же последняя цифра должна быть увеличена на $5 \div 10\%$, поскольку, как уже отмечалось в разделе 1, автор [11] не учитывал при обработке опытных данных неизотермичности атмосферы и допускал при этом систематическую ошибку. Значение радиояркости Солнца $T_{\text{с}} = 11000^\circ\text{K}$, даваемое в [13], следует считать, по-видимому, завышенным.

Во введении уже отмечалось, что в работе Коутса [9] приводятся три значения температуры центральной части Луны. Эти значения сведены в таблицу 1. Если нанести значения радиотемператур Луны, приведенные в таблице, на график рис. 3 (точки, отмеченные крестиками), то совпадение их с кривой $T_A(\Omega t)$ оказывается хорошим.

Т а б л и ц а 1

Фаза	77	126	280
T_L (°K)	182	243	254

Как видно из графика рис. 3, кривая фазового хода радиотемпературы Луны в 4-х миллиметровом диапазоне волн не содержит сильных высших гармонических составляющих. Из теории для однородной модели поверхности Луны [21] следует, что амплитуда второй гармоники колебания радиотемпературы центральной части лунного диска составляет около 20% амплитуды первой гармоники. Поскольку при усреднении по диску гармоники имеют тенденцию сглаживаться, то доля гармоник в экспериментальной кривой $T_L(\Omega t)$ должна быть еще меньшей. Амплитуды гармоник экспериментальной кривой были определены графическим способом (анализировалась кривая, построенная по усредненным экспериментальным точкам, — сплошная кривая на рис. 3), и оказалось, что амплитуды второй и третьей гармоник составляют соответственно около 1% и 4% от амплитуды первой гармоники. Вследствие значительного разброса экспериментальных точек эти цифры нельзя считать надежными; можно лишь утверждать, что амплитуды второй и третьей гармоник, во всяком случае, не превышают 10% от амплитуды первой гармоники.

Полученный результат находится в согласии с выводами теории однородной модели поверхности Луны [21], а также с данными наблюдений на волнах 8,2 мм [6] и 1,25 см [5], но, по-видимому, противоречит результатам измерений радиояркости центральной части Луны на волне 8,6 мм [7]. В фазовом ходе интенсивности радиоизлучения Луны на волне 8,6 мм, приводимом в [7], обнаруживаются довольно сильные высшие гармонические составляющие. Однако, поскольку автор [7] дает только усредненную экспериментальную кривую фазового хода, остается неясным вопрос о надежности приводимых данных, что затрудняет их интерпретацию.

Из теории для однородной модели поверхности Луны [21] известно, что

$$T_L = (1 - R_{\perp}) [T_n + a_0 \Theta] + (1 - R_{\perp}) \frac{a_1 \Theta}{\sqrt{1 + 2\delta + 2\delta^2}} \cos(\Omega t - \xi), \quad (12)$$

где T_L — яркостная температура центральной части диска Луны, R_{\perp} — коэффициент отражения раздела лунная почва — вакуум при нормальном падении волны на поверхность раздела, T_n — температура поверхности лунной почвы в полночь, $\Theta = T_d - T_n$, а T_d — максимальная температура поверхности в лунный полдень, a_0 и a_1 — коэффициенты постоянной составляющей и первой гармоники в разложении функции зависимости температуры поверхности Луны от широты в ряд Фурье, $\delta = \bar{\beta}/\bar{\alpha}$ — отношение коэффициентов затухания тепловой и электрической волн в почве Луны, причем

$$\operatorname{tg} \xi = \frac{\delta}{\delta + 1}. \quad (13)$$

Принимая, что $R_{\perp} \sim 0,01$ (это соответствует диэлектрической постоянной лунной почвы $\epsilon \sim 1,5$), $T_n = 135^\circ\text{K}$ и $T_d = 428^\circ\text{K}$ [8], а $a_0 = 0,382$ и $a_1 = 0,558$ (предполагаем температуру поверхности планеты меняющейся

вдоль меридиана по закону $\cos^{1/2}\psi$, где ψ —широта), можно получить из (12) следующее соотношение:

$$T_{\text{Л}} = \left[245 + \frac{162}{\sqrt{1+2\delta+2\delta^2}} \cos(\Omega t - \xi) \right] \text{°К.} \quad (14)$$

Сравнивая формулы (14) и (10), нетрудно убедиться в том, что полученное из опыта значение постоянной составляющей радиотемпературы Луны совпадает в пределах точности измерения с рассчитанным теоретически.

Воспользовавшись соотношением (13) и экспериментальным значением $\xi=24^\circ$, можно найти параметр $\delta=0,8\pm 0,2$. Если же приравнять отношения постоянной составляющей радиотемпературы Луны к амплитуде ее переменной части, найденные из (10) и (14), можно независимым способом определить $\delta=0,88\pm 0,15$. Это совпадение (в пределах ошибок измерения) различным способом определенных значений параметра δ говорит о том, что однородная модель поверхности Луны полностью объясняет экспериментальные данные, полученные в настоящей работе.

Таким образом, параметр δ/λ (λ —длина волны) по измерениям в 4-х миллиметровом диапазоне равен $2,2\pm 0,3$. Для однородного твердого диэлектрика величина δ/λ является константой [1]. В результате недавних измерений [23], проведенных на волне 3,2 см, авторы [23] нашли $\delta/\lambda = 2,2\pm 0,4$. Совпадение значений δ/λ , вычисленных по результатам наблюдений на значительно разнесенных волнах (3,2 см и 0,4 см), свидетельствует об однородности состава лунной коры до глубины порядка 100 см (так как глубина проникновения тепловой волны $1/\beta \sim 15$ см [8]).

Заметим в заключение, что для получения более точных сведений о свойствах лунной почвы на глубине около нескольких миллиметров необходимо провести исследование радиоизлучения Луны на волнах короче 0,4 см.

Автор пользуется случаем, чтобы выразить благодарность В. С. Троицкому за руководство настоящей работой, а Н. М. Цейтлин и В. А. Разину—за плодотворную дискуссию. Весьма ценной была также помощь при обработке экспериментальных данных, оказанная М. Р. Зелинской и В. А. Порфирьевым, за которую автор им искренне признателен.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

РАСЧЕТ СРЕДНЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ АТМОСФЕРЫ

Средняя температура атмосферы равна [18]

$$T_{\text{ср}} = \frac{\int_0^{\infty} \kappa T \exp\left(-\int_0^l \kappa dl\right) dl}{\int_0^{\infty} \kappa \exp\left(-\int_0^l \kappa dl\right) dl}, \quad (П1)$$

где κ —коэффициент поглощения, T —температура, $l = h \cos \theta$ — длина пути в атмосфере, h — высота над уровнем моря. Введенная таким образом величина $T_{\text{ср}}$ равна температуре равномерно нагретой атмосферы, дающей в данном направлении θ то же излучение, что и атмосфера с действительным распределением температуры по высоте.

Известно [24], что на волнах 4-х миллиметрового диапазона поглощение в атмосфере происходит, в основном, в кислороде. Используя этот экспериментальный факт, можно считать поглощение меняющимся с высотой по экспоненциальному закону [20]:

$$\chi(h) = \chi_0 e^{-h/H}, \quad (\text{П2})$$

где χ_0 — поглощение на уровне моря, а H — эффективная высота кислорода атмосферы. Температура в стандартной атмосфере падает с высотой по закону

$$T(h) = T_0 - bh. \quad (\text{П3})$$

Соотношение (П3) справедливо до высот $h \sim 12$ км, чего вполне достаточно, так как $H \sim 5$ км [20]. Подставив (П2) и (П3) в (П1), получаем:

$$T_{\text{ср}} = T_0 - b \frac{\int_0^{\infty} h e^{-h/H} \exp(\gamma e^{-h/H}) dh}{\int_0^{\infty} e^{-h/H} \exp(\gamma e^{-h/H}) dh}, \quad (\text{П4})$$

где $\gamma = \chi_0 H \sec \Theta$. Интеграл в знаменателе (П4) легко берется:

$$\int_0^{\infty} e^{-h/H} \exp(\gamma e^{-h/H}) dh = \frac{H}{\gamma} (e^{\gamma} - 1). \quad (\text{П5})$$

Интеграл, стоящий в числителе (П4), можно представить в виде ряда

$$\int_0^{\infty} h e^{-h/H} \exp(\gamma e^{-h/H}) dh = \frac{H^2}{\gamma} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\gamma^k}{k \cdot k!} = \frac{H^2 s(\gamma)}{\gamma}. \quad (\text{П6})$$

Подставив (П6) и (П5) в (П4), имеем:

$$T_{\text{ср}} = T_0 - bH \frac{s(\gamma)}{e^{\gamma} - 1}. \quad (\text{П7})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ II

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НЕИЗОТРОПНОСТИ РАССЕЯНИЯ АНТЕННЫ РАДИОТЕЛЕСКОПА

Была применена методика измерения рассеяния антенн, предложенная в [25]. Антенна радиотелескопа направлялась сначала так, что ось ее диаграммы направленности составляла 30° с направлением в зенит. При этом сигнал на выходе радиометра

$$\alpha_n \propto T_n (1 - \beta) \eta + \bar{T}_6 \beta_n \eta + \bar{T}_{n6} \beta_n \eta + (1 - \eta) T_0 \quad (\text{П8})$$

(все обозначения в (П8) имеют прежний смысл; см. раздел 1). Затем антенный луч направлялся на металлический лист размером $96' \times 96'$, установленный на склоне горы под углом 30° к направлению на горизонт. При этом отраженный от листа антенный луч был направлен под углом 30° к направлению в зенит. В этом случае выходной сигнал радиометра

$$\alpha_k \propto T_k (1 - \beta) \eta + \bar{T}_6 \beta_n \eta + \bar{T}_{06} \beta_n \eta + (1 - \eta) T_0, \quad (\text{П9})$$

где T_k — эффективная температура листа. После этого антенна пово-

рачивалась на небольшой угол по азимуту и наводилась на склон горы рядом с листом. Тогда выходной сигнал радиометра

$$\alpha_0 \propto T_0(1-\beta)\eta + \bar{T}_6\beta_n\eta + \bar{T}_{06}\beta_n\eta + (1-\eta)T_0. \quad (\text{П10})$$

Из формул (П8)—(П10) можно получить, что

$$\Delta T' = (\bar{T}_{06} - \bar{T}_{н6}) \frac{\beta_n}{1-\beta} = p(T_0 - T_k) - (T_0 - T_n), \quad (\text{П11})$$

где $v = (\alpha_0 - \alpha_n) / (\alpha_0 - \alpha_k)$.

Сравнив (П11) и (5), нетрудно видеть, что $\Delta T' e^{\tau} = \Delta T$. Поскольку ΔT не зависит от θ (см. раздел 1), то достаточно оценить $\Delta T'$ для любого произвольного угла θ . Величины p и T_0 в правой части (П11) измеряются непосредственно. Величина T_n может быть вычислена с достаточной точностью, поскольку поглощение в 4-х миллиметровом диапазоне волн определяется кислородом [21] и слабо зависит от влажности. Эффективная температура листа T_k определяется величиной T_n , расстоянием до листа (нужно учесть поглощение в столбе воздуха между листом и антенной) и коэффициентом рассеяния самого листа. Полагая, что этот коэффициент лежит в пределах $0,2 \div 0,4$, можно получить $\Delta T \leq 0,15 T_0$. Поэтому при обработке опытных данных вводилась поправка $\Delta T = 0,07 T_0$ и считалось, что точность оценки $\pm 8\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Троицкий, Труды 5 совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 1956, стр. 325.
2. Н. П. Барабашов и др., Луна, ГИФМЛ, М., 1960, гл. 6.
3. J. G. Jaeger, Austr. J. Phys., 6, 10 (1953).
4. М. Р. Зелинская, В. С. Троицкий, Л. И. Федосеев, Астрон. ж., 31, 643 (1959).
5. I. H. Piddington, H. C. Minnett, Austr. J. Sci. Res., 2A, 63 (1949).
6. А. Е. Саломонович, Астрон. ж., 35, 129 (1958).
7. J. E. Gibson, Proc. IRE, 46, 280 (1958).
8. В. С. Троицкий, Астрон. ж. (в печати).
9. R. J. Coates, Paper for presentation at the AAS meeting at Toronto, Canada, Sept. 1, 1959.
10. А. Г. Кисляков, Астрон. ж. (в печати).
11. R. J. Coates, Proc. IRE, 46, 122 (1958).
12. R. J. Coates, Astrophys. J., 128, 83 (1958).
13. A. W. Straiton, C. W. Tolbert, C. O. Britt, J. Appl. Phys., 29, 776 (1958)
14. R. Michard, Ann. d'astrophys., 19, 1 (1956).
15. В. В. Железняков, УФН, 64, 113 (1958).
16. В. С. Троицкий, Радиотехника и электроника, 2, 935 (1957).
17. R. Whitehurst, J. Copeland, F. Mitchell, Proc. IRE, 45, 1410 (1957).
18. С. А. Жевакин, В. С. Троицкий, Н. М. Цейтлин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 1, 2, 19 (1958).
19. R. Whitehurst, F. Mitchell, J. Copeland, J. Appl. Phys., 28, 295 (1957).
20. С. А. Жевакин, В. С. Троицкий, Радиотехника и электроника, 4, 21 (1959).
21. В. С. Троицкий, Астрон. ж., 31, 511 (1954).
22. Н. Л. Кайдановский, Радиотехника и электроника, 1, 683 (1956).
23. В. С. Троицкий, К. М. Стрежнева, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).
24. C. W. Tolbert, A. W. Straiton, IRE Trans. on AP, AP-5, 2, 239 (1957).
25. В. С. Троицкий, Н. М. Цейтлин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 3, 667 (1960).

LUNAR AND SOLAR RADIO EMISSION IN THE 4 mm BAND

A. G. Kislyakov

Results are given of an experimental investigation of the intensity of lunar and solar radio emission in the 4 mm band as obtained in the summer of 1960. Observation methods and the processing of experimental data are described in detail. It was found that radio temperature of the Sun in the 4 mm band equals $8000 \pm 700^\circ\text{K}$ and brightness temperature of the Moon T_M changes in the course of the lunar phase according to law $T_M = [230 + 73 \cos(\Omega t - 24^\circ)]^\circ\text{K}$. The measurement accuracy of the absolute value of the lunar temperature is near 10%. Single experimental data of the lunar radio brightness at 4.3 mm wavelength obtained previously [9] are well in agreement with the results of the present paper. A comparison of the lunar phase change of radio emission in the 4 mm band with data provided by observations of the lunar disk radio temperature at other waves has shown that a uniform model of the lunar surface is in complete agreement with the experimental results.