

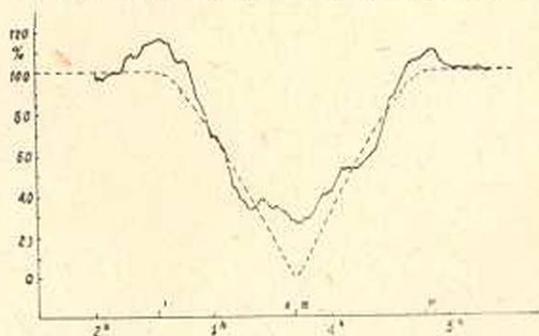
Г. А. Гурзаян

## Определение плотности атмосферы Луны по данным радиоизлучения Солнца

### § 1. Введение

Гипотеза о существовании атмосферы у Луны была высказана Пикерингом, а также Кроммелином и Ла Пазом [1]. Впоследствии были предприняты попытки оценить плотность атмосферы Луны или ее полную массу различными способами [1—6]. Эти оценки оказались сильно отличающимися друг от друга; расхождения между отдельными определениями доходили до 4—5 порядков. При таком состоянии вопроса поиски новых путей и разработка новых методов определения плотности атмосферы Луны являются крайне желательными. В настоящей статье мы остановимся на одном новом методе оценки плотности атмосферы Луны, основанном на некоторых особенностях радиоизлучения Солнца во время солнечных затмений.

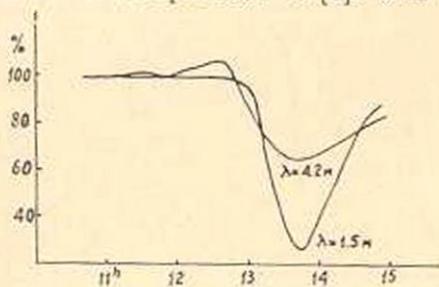
Во время некоторых солнечных затмений было замечено любопытное явление увеличения суммарного излучения Солнца в радиочастотах (особенно в дециметровом и метровом диапазонах), около первого и последнего контактов. В таких случаях увеличение составляет от нескольких процентов до 10—15% от средней интенсивности незатменного Солнца и значительно превышает вероятную ошибку измерения. Указанное явление наблюдалось не при всех солнечных затмениях, но в тех случаях, когда оно наблюдалось, достоверность его трудно поставить под сомнение или пытаться объяснить случайными причинами. Самым убедительным примером в настоящее время нужно считать результаты наблюдений, проведенных Ребером и сотрудниками на волне  $\lambda = 65$  см во время полного солнечного затмения 12 сентября 1951 г. [7]. На фиг. 1а приведен



Фиг. 1а.

полученный Ребером ход изменения радиоизлучения Солнца во время затмения. На этой фигуре отчетливо виден прирост радиоизлучения около первого и последнего контактов; он составляет около 15% при первом контакте и около 10% — при втором. Во время этого же затмения были получены изменения интенсивностей на волнах  $\lambda = 3$  см и  $\lambda = 10$  см, но указанное явление для этих волн не было обнаружено.

Дениссе с сотрудниками производили наблюдение на двух волнах,  $\lambda = 1.78$  м и  $\lambda = 3.12$  см, во время частного солнечного затмения 1 сентября 1951 г. [8]. Они обнаружили прирост радиоизлучения



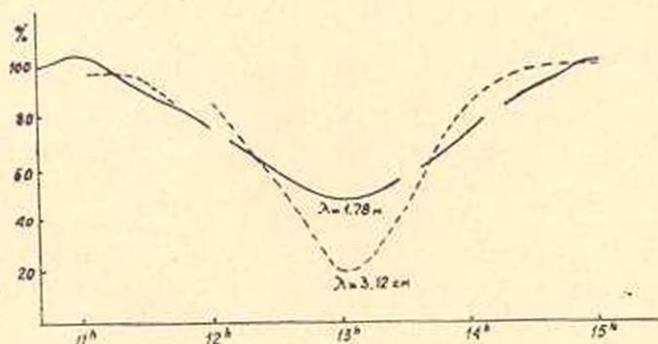
Фиг. 16.

для  $\lambda = 1.78$  м в размере около 8% в начале и около 2% в конце затмения (фиг. 16). На волне  $\lambda = 3.12$  см прирост не был обнаружен.

В. А. Санамян и Г. А. Еркикян в Бюраканской обсерватории производили наблюдения на волнах  $\lambda = 4.2$  м и  $\lambda = 1.5$  м во время частного солнечного затмения 30 июня 1954 г. [9]. Их измерения да-

ли прирост радиоизлучения в размере около 6% в начале затмения для волны  $\lambda = 4.2$  м (фиг. 16). Для  $\lambda = 1.5$  м, в пределах ошибок измерения ( $\sim 2\%$ )\*, прирост не был обнаружен\*\*.

Мы здесь привели те случаи, когда увеличение интенсивности радиоизлучения при первом или последнем контактах наблюдалось-



Фиг. 1в.

Наряду с этим имеются случаи, когда указанное явление или совсем не было обнаружено, или же было выражено очень слабо. Это можно иллюстрировать примером наблюдений Христиансена и Хиндмана, проведенных на волне  $\lambda = 50$  см во время частного солнечного затмения 1 ноября 1948 г. в Австралии [10]. Имея в виду высокую точность и тщательность их наблюдений, отсутствие прироста интенс-

\* Устное сообщение.

\*\* Как любезно сообщил нам В. В. Виткевич, наблюдения экспедиции ФИАН во время того же затмения на волне 1.5 м также не дали прироста в начале затмения.

ности радиоизлучения при контактах на этой волне следует считать достоверным. Поскольку достоверными являются также результаты вышеупомянутого наблюдения Ребера на волне, близкой к  $\lambda = 50$  см, то отсюда приходится сделать вывод о непостоянстве указанного явления, по крайней мере для полуметровых волн. Наблюдения, проведенные на волне  $\lambda = 10$  см Пиддингтоном и Хиндманом во время того же затмения (1 ноября), также не дали прироста радиоизлучения [11].

Нужно заметить, что недостаточная точность и невысокие качества наблюдений в ряде случаев не дают возможность сделать уверенный вывод о наличии или отсутствии указанного явления. Это особенно относится к более ранним наблюдениям. Тем не менее приведенные примеры позволяют констатировать в настоящее время следующие факты:

а) во время солнечных затмений (полных или частных) иногда имеет место увеличение (прирост) интенсивности радиоизлучения при первом и последнем контактах для волн  $\lambda > 50$  см;

б) относительная величина самого прироста для данной волны непостоянна и меняется со временем (от затмения к затмению);

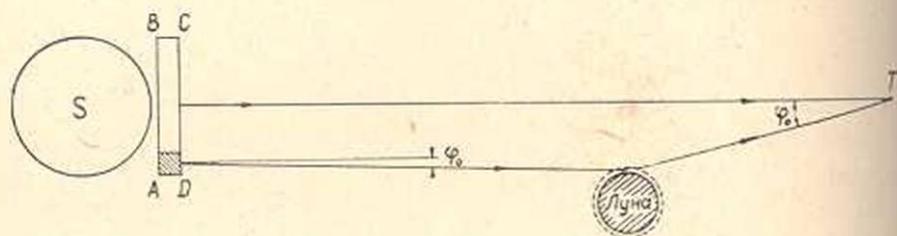
в) увеличение интенсивности радиоизлучения обычно больше при первом контакте и меньше при втором.

Реберу и Беку принадлежит первая попытка объяснить увеличение интенсивности радиоизлучения Солнца во время затмения положим отражением радиоволн от лунной поверхности [12]. Однако Линк показал несостоятельность этой гипотезы с количественной точки зрения и выдвинул свою гипотезу об увеличении интенсивности радиоизлучения под влиянием рефракции радиоволн в лунной ионосфере [13]. Эту последнюю гипотезу следует считать более правдоподобной. Однако она нуждается в количественной разработке, чего не было сделано Линком. Нами предпринята такая попытка, в частности, с целью оценить величину плотности атмосферы Луны.

## § 2. Рефракция радиоволн в лунной атмосфере

Увеличение интенсивности радиоизлучения в начале и в конце солнечного затмения под влиянием рефракции радиоволн в лунной ионосфере становится понятным из приведенной схематической фиг. 2. Пусть Солнце  $S$  излучает по направлению к точке  $T$  на Земле радиоволны равномерно и постоянно по диску, т. е. распределение интенсивности радиоизлучения по диску представляется прямоугольником  $ABCD$ . Полная интенсивность, принимаемая нашей антенной вне затмения, равна объему цилиндра с основанием, равным площади диска и высотой  $AD$ , представляющему собой сумму интенсивностей прямых лучей, направленных к Земле. Однако как только видимый край Луны во время затмения приближается к видимому краю Солнца, исходящие от Солнца некоторые косые лучи, подвергаясь искривлению — рефракции — из

тонком слое ионосферы Луны, также направляются к наблюдателю  $T$  на Земле. Таким образом, наряду с полной интенсивностью „прямых“ лучей наша антенна около первого и последнего контактов будет принимать дополнительную интенсивность преломленных лучей, исходящих от некоторой части диска, прилегающей к ее периферии. Так получается увеличение интенсивности радиоизлучения около контакта затмения. Очевидно, оно будет тем больше, чем больше угол  $\varphi_0$  (на-



Фиг. 2.

зовем его полным углом рефракции), а этот последний зависит, в частности, от показателя преломления  $\mu$  различных слоев лунной ионосферы, т. е. в конечном счете от распределения электронной плотности  $N$ . Этим устанавливается связь между приростом интенсивности радиоизлучения Солнца в данной волне и электронной плотностью ионосферы Луны. Отсюда, с помощью дополнительных соображений, уже нетрудно перейти к определению количества молекул в  $1 \text{ см}^3$  атмосферы Луны, т. е. к определению ее плотности. В этом и заключается сущность нашего метода.

При всей простоте явления, количественная разработка поставленной задачи встречает ряд серьезных трудностей. Строение ионосферы, даже в самом простом случае, определяется многими параметрами. Простейший — „параболический“ — ионосферный слой, например, определяется высотой максимума слоя от поверхности  $h_m$ , полутолщиной слоя, максимальной электронной плотностью  $N_m$  на высоте  $h_m$ , приведенной высотой атмосферы  $H$  и т. д. Эти параметры обычно определяются специальными экспериментами, что в настоящее время невозможно поставить в отношении Луны. Приходится поэтому предварительно задавать форму слоя и путем разумных допущений уменьшать число произвольных параметров. Так, например, учитывая большую разреженность атмосферы Луны по сравнению с атмосферой Земли, можно исключить возможность существования более или менее резких границ ионосферного слоя и задать распределение электронов в экспоненциальном виде:

$$N = N_m e^{-\left(\frac{h-h_m}{H}\right)^2} \quad (1)$$

где толщина ионосферного слоя уже отсутствует. В (1)  $N$  есть коли-

чество свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$  на высоте  $h$  от поверхности Луны.

Приняв слой в виде (1), переходим к выводу наших основных уравнений, определяющих полный угол рефракции  $\varphi_0$ .

Здесь следует заметить, что угол  $\varphi'$  между косыми и прямыми радиолучами, исходящими от Солнца, по своей величине примерно в 400 раз меньше угла  $\varphi_0$ . Поэтому, при выводе уравнения траектории радиолуча в лунной ионосфере, мы можем падающие от Солнца на лунную атмосферу косые радиолучи принять параллельными к радиолучам, направленным непосредственно от Солнца к Земле.

Обозначим через  $\mu$  показатель преломления среды на высоте  $h$  от поверхности Луны. Имеем, учитывая также (1):

$$\mu^2 = 1 - \frac{Ne^2}{\pi m f^2} \times 10^{-12} = 1 - a_f \cdot e^{-\left(\frac{h-h_m}{H}\right)^2} \quad (2)$$

где 
$$a_f = \frac{N_m e^2}{\pi m f^2} \times 10^{-12} \quad (3)$$

Здесь  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $f$  — частота радиоволны в МГц-ах.

Уравнение траектории луча в плоскости, проходящей через центр Луны, с учетом рефракции, будет:

$$r \mu \sin i = p, \quad (4)$$

где  $i$  — угол падения луча в данной точке,  $p$  — расстояние от центра Луны до прямой, по которой движется луч на расстоянии  $r = \infty$  со стороны Солнца (фиг. 3). Представим  $r$  в виде суммы  $r = R + h$ , где  $R$  — радиус Луны, а  $h$  равен, из (2):

$$h = h_m + H \left[ \text{Mod} \lg \frac{a_f}{1 - \mu^2} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

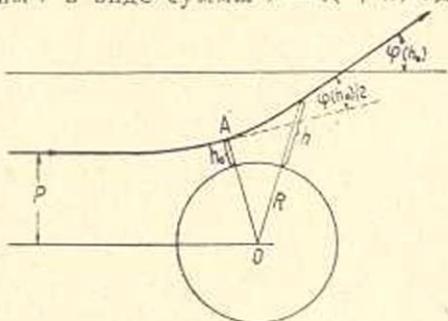
Теория рефракции дает следующее выражение для определения изменения направления распространения луча в диспергирующей среде  $\varphi$ :

$$\frac{d\varphi}{dn} = -\frac{1}{\mu} \lg i. \quad (6)$$

Обозначим значения  $h$  и  $\mu$  в точке поворота луча  $A$ , где  $i = \frac{\pi}{2}$  соответственно, через  $h_0$  и  $\mu_0$ . Тогда  $\mu_0$  будет решением уравнения:

$$\mu_0 \left[ R + h_m + H \left( \text{Mod} \lg \frac{a_f}{1 - \mu_0^2} \right)^{1/2} \right] = p. \quad (7)$$

Прежде чем луч дойдет до этой точки, он изменяет свое первоначальное



Фиг. 3.

чальное направление на угол  $\frac{\varphi(p)}{2}$ . Поскольку траектория луча симметрична относительно точки поворота  $A$ , то будем иметь из (6) и (4) для полного угла изменения направления луча  $\varphi(p)$ :

$$\varphi(p) = 2p \int_1^{\mu_0} \frac{1}{V(R+h)^2 \mu^2 - p^2} \frac{d\mu}{\mu}, \quad (8)$$

где принято  $\mu = 1$  на бесконечности ( $h \rightarrow \infty$ ). Определение  $\varphi(p)$  производится численным интегрированием (8) для заданного значения  $h_m$ ,  $H$  и  $a_f$ , используя при этом также соотношения (5) и (7).

Для различных значений  $p$  мы получим разные  $\varphi(p)$ . Минимальное значение  $\varphi(p)$  имеет место, теоретически, при  $p \rightarrow \infty$  или при  $h \rightarrow \infty$  и равно:  $\varphi(\infty) = 0$ . Максимальное значение  $\varphi(p)$  определяется из условия:

$$\frac{\partial}{\partial p} \left[ p \int_1^{\mu(p)} \frac{1}{V(R+h)^2 \mu^2 - p^2} \frac{d\mu}{\mu} \right]_{p=p_0} = 0 \quad (9)$$

и равно  $\varphi(p_0)$ . Нас интересует, в конечном счете, величина того угла  $\varphi_0$ , где все косые лучи, после искривления в лунной ионосфере, направляются к Земле. Очевидно, этот угол — угол полной рефракции — будет равен:

$$\varphi_0 = \varphi(p_0) - \varphi(\infty) = \varphi(p_0). \quad (10)$$

Перед тем, как перейти к конкретным вычислениям, целесообразно сделать одно существенное упрощение. Интегрирование выражения (8), как видим, приходится выполнить численно только потому, что  $h$  в подынтегральной функции сложным образом зависит от  $\mu$  (с помощью (5)). Но из этого же выражения одновременно видно, что  $h$  изменяется очень медленно в зависимости от  $\mu$ , и поэтому мы можем принять  $h$  за постоянную величину. С другой стороны, экспоненциальный характер зависимости  $h$  от  $\mu$  приводит к тому, что  $\mu$  становится равным единице не на бесконечности, как это следует теоретически, а уже при небольших в сравнении с радиусом Луны  $R$  значениях  $h$ . Тогда, пренебрегая  $h$  в сравнении с  $R$  в подынтегральной функции и выполняя интегрирование, найдем из (8):

$$\varphi(p_0) = 2 \operatorname{arc} \cos \mu(0). \quad (11)$$

Решение (11) относится, таким образом, к случаю  $h_m \ll R$ . Примем в дальнейшем  $h_m = 0$ , т. е. максимум слоя находится прямо на поверхности Луны (что, как увидим в § 4, соответствует действительности). Тогда максимальный угол рефракции мы получим при  $h = 0$ , т. е. когда луч проходит мимо поверхности с показателем преломления  $\mu(0) = (1 - a_f)^{1/2}$ . Это одновременно будет максимальным отклонением

луча и, в силу соотношения (10), полный угол рефракции  $\varphi_0$  будет:

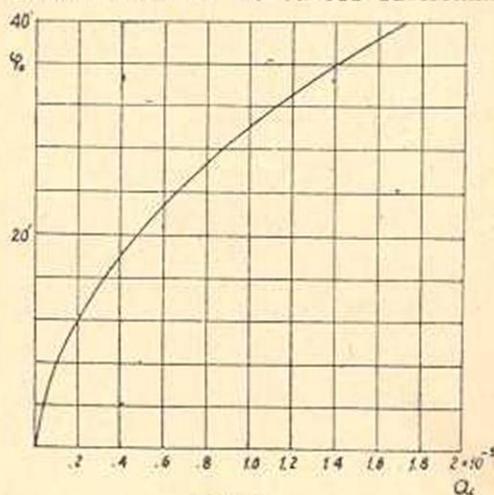
$$\varphi_0 = 2 \arccos(1 - a_f)^{1/2}. \quad (12)$$

На фиг. 4 и 5 приведены кривые  $\varphi_0$  как функция  $a_f$ . Первая фигура относится к значениям  $a_f$  порядка  $10^{-5}$ , вторая — порядка  $10^{-7}$ .

### § 3. Сравнение с наблюдениями

Сравнение теории с наблюдениями преследует цель нахождения того полного угла рефракции  $\varphi_0$ , при котором теоретическое значение роста интенсивности радиоизлучения около I и IV контактов затмения

равняется наблюдаемому значению. При решении этой части задачи необходимо знать распределение интенсивности радиоизлучения по диску Солнца в данной волне. Известно, что закон распределения радиояркости по диску Солнца сильно отличается при переходе от одной длины волны к другой. В то время, когда для очень коротких — сантиметровых волн это распределение по своей форме напоминает распределение яркости в оптических лучах, т. е. максимум в центре, а минимум на краях диска, для дециметровых волн картина совершенно противоположная — максимум на краях, минимум — в центре диска. В диапазоне метровых волн характер распределения опять меняется — максимум в центре, минимум — на краях, но с одной существенной особенностью, заключающейся в том, что для волн этого диапазона так называемый радиодиаметр значительно превосходит оптический диаметр Солнца. Все указанные особенности в распределении радиояркости по диску Солнца в настоящее время в основном получили свою теоретическую интерпретацию.



Фиг. 4.

Следует отметить также, что даже для данной волны, закон распределения радиояркости по диску Солнца может меняться со временем. Это вызывает уже дополнительное затруднение при вычислении теоретического хода изменения радиояркости во время затмения с учетом рефракции радиоволн в лунной ионосфере. Однако мы не будем учитывать эти изменения.

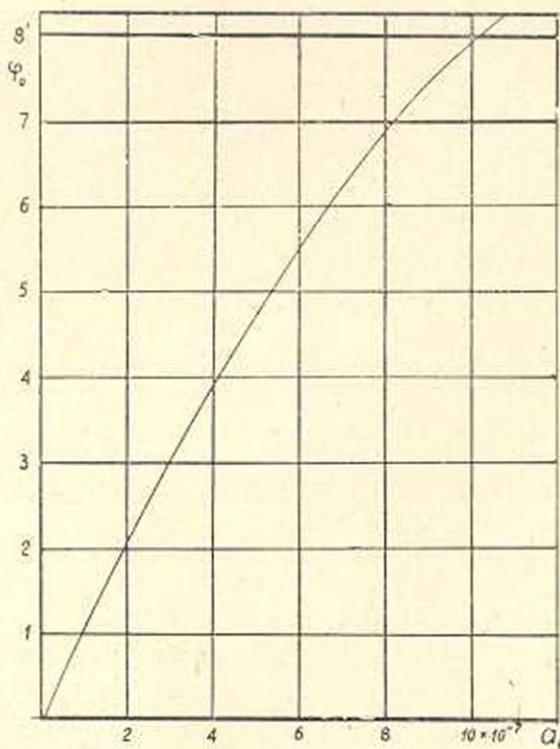
Предполагая, что имеется сферическая симметрия в распределении интенсивностей по диску Солнца, обозначим через  $I(\rho)$  интенсивность радиоизлучения в данной волне на расстоянии  $\rho$  (в минутах дуги) от его центра. Полная интенсивность  $E_0$ , которую принимает наша антенна от всего диска до затмения, очевидно, будет:

Предполагая, что имеется сферическая симметрия в распределении интенсивностей по диску Солнца, обозначим через  $I(\rho)$  интенсивность радиоизлучения в данной волне на расстоянии  $\rho$  (в минутах дуги) от его центра. Полная интенсивность  $E_0$ , которую принимает наша антенна от всего диска до затмения, очевидно, будет:

$$E_0 = 2\pi \int_0^{p_0} I(p) p dp. \quad (13)$$

где  $p_0$  — «радиорadius» Солнца в данной волне.

Обозначим через  $\Delta$  расстояние лунного края от центра диска Солнца. Значению  $\Delta = p$  соответствует момент первого, а  $\Delta = -p$  —



Фиг. 5.

момент IV контактов радиозатмения. Уменьшение радиояркости во время затмения без учета рефракции и поглощения радиоволн в лунной ноосфере представляется, как это не трудно вывести, следующей формулой:

$$E(\Delta) = 2 \int_{\Delta}^{p_0} I(p) p \arccos \left[ \frac{p^2 + (p_A + \Delta)^2 - p_A^2}{2p(p_A + \Delta)} \right] dp, \quad (14)$$

где  $p_A$  — видимый радиус Луны. Ход изменения радиояркости во время затмения, очевидно, представится формулой:

$$I(\Delta) = E_0 - E(\Delta). \quad (15)$$

Это выражение представляет собой плавно изменяющуюся кри-

вую и не дает никаких „выступов“ ни в начале и ни в конце затмения.

Однако, из-за рефракции радиоволн в лунной атмосфере, до земного наблюдателя доходит еще некоторое добавочное излучение от дугообразной области, находящейся около проекции лунного края на диск Солнца, указанной на фиг. 6 штриховкой. Ширина этой дугообразной области, — назовем ее „областью рефракции“, — определяется полным углом рефракции  $\varphi_0$ , и тем больше, чем больше величина параметра  $a_f$  в формуле (2).

Обозначая через  $\delta I(\Delta)$  рост интенсивности радиоизлучения, вызванный рефракцией, будем иметь (см. фиг. 6):

$$\delta I(\Delta) = 2\varphi_0 \left( \rho_\Delta + \frac{\varphi_0}{2} \right) \int_0^{\theta_0} I(\rho) d\theta, \quad (16)$$

где  $I(\rho)$  есть средняя по ширине дуги интенсивность на расстоянии  $\rho$  от центра диска Солнца, и

$$\rho = \rho_\Delta \left[ \left( 1 + \frac{\varphi_0}{2\rho_\Delta} \right) + \left( 1 + \frac{\Delta}{\rho_\Delta} \right)^2 - 2 \left( 1 + \frac{\Delta}{\rho_\Delta} \right) \left( 1 + \frac{\varphi_0}{2\rho_\Delta} \right) \cos \theta \right]^{1/2}, \quad (17)$$

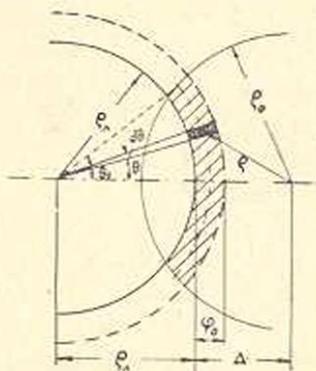
$$\theta_0 = \arccos \left[ \frac{1 + \left( 1 + \frac{\Delta}{\rho_\Delta} \right)^2 - \left( \frac{\rho_0}{\rho_\Delta} \right)^2}{2 \left( 1 + \frac{\Delta}{\rho_\Delta} \right)} \right].$$

Ход изменения радиояркости во время затмения с учетом рефракции радиоволн в лунной ионосфере, как функция от величины полного угла рефракции  $\varphi_0$ , представляется следующим выражением:

$$I(\Delta, \varphi_0) = 2\pi \int_0^{\rho_0} I(\rho) \rho d\rho + 2\varphi_0 \left( \rho_\Delta + \frac{\varphi_0}{2} \right) \int_0^{\theta_0} I(\rho) d\theta -$$

$$- 2 \int_0^{\rho_0} I(\rho) \rho \arccos \left[ \frac{\rho^2 + (\rho_\Delta + \Delta)^2 - \rho_\Delta^2}{2\rho_\Delta(\rho_\Delta + \Delta)} \right] d\rho. \quad (18)$$

Здесь мы не учитывали влияние экранирования части солнечного диска со стороны ионосферы Луны. Дело в том, что выражение (18) включает в себе излучение незатменной части солнечного диска полностью (последний член). Между тем тонкий слой около лунной поверхности, толщина которого определяется эффективной высотой ионосферы, искривляет в результате рефракции те прямые лучи от Солнца, которые при отсутствии рефракции свободно дошли бы до зем-



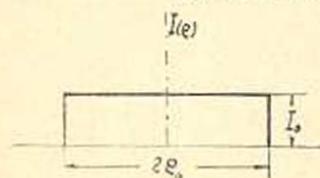
Фиг. 6.

ного наблюдателя. В результате остаточная интенсивность будет несколько меньше, чем это дается выражением (18). Учет этого эффекта эквивалентен некоторому увеличению видимого радиуса Луны в момент затмения. Однако, как увидим ниже, влияние этого фактора невелико, и его можно в первом приближении не учитывать.

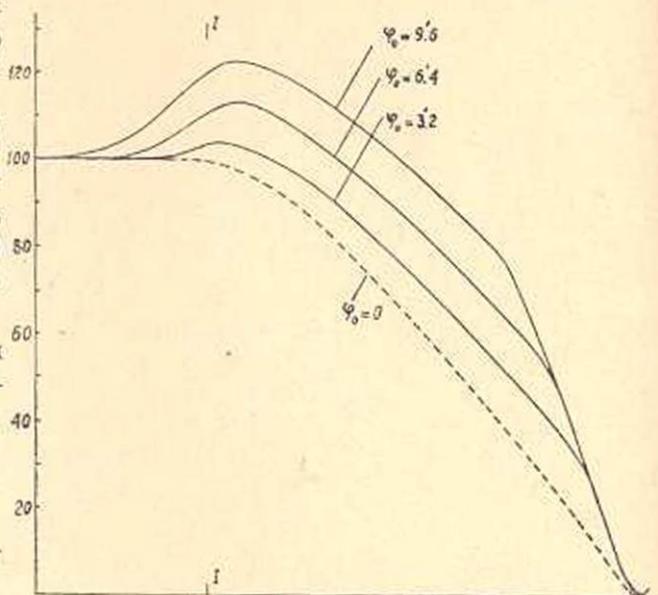
Вычисление интегралов, входящих в (18), можно производить численным или графическим способами, задавая вид функции  $I(\rho)$  для каждого частного случая отдельно.

Рассмотрим сначала самый простой случай, а именно прямоугольное

распределение функции  $I(\rho)$  по  $\rho$  (фиг. 7). В этом случае  $I(\rho) = I_0 = \text{const}$ . Теоретические кривые изменения интенсивности радиоизлучения, вычисленные по (18) для различных значений  $\varphi_0$ , представлены на фиг. 8. Пунктиром обозначен ход измене-

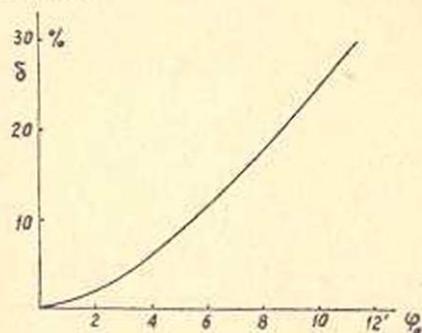


Фиг. 7.



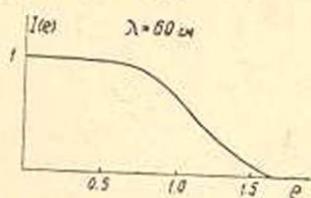
Фиг. 8.

ния интенсивности во время затмения без учета рефракции ( $\varphi_0 = 0$ ). На фиг. 9 приведена зависимость максимального роста интенсивности  $\delta$ , выраженного в долях интенсивности внезатменного Солнца, от полного угла рефракции  $\varphi_0$ .



Фиг. 9.

Переходим к более реальным случаям распределения функции  $I(\rho)$ . В качестве при-

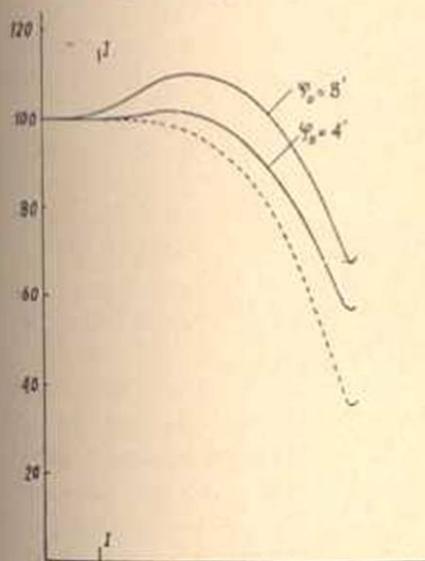


Фиг. 10.

мера рассмотрим распределение, даваемое Станьером для волны  $\lambda = 60$  см (фиг. 10) [14]. Эта кривая, между прочим, не совпадает с тем, что теоретически вычислено многими исследователями; согласно

фиг. 10, максимум интенсивности имеется в центре диска, между тем по теории максимум должен быть на краях диска (см., например, [15, 16]).

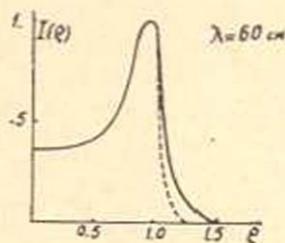
Вычисленные по фиг. 10 кривые изменения интенсивности для двух значений  $\varphi_0$ , а именно  $\varphi_0 = 4'$  и  $\varphi_0 = 8'$ , представлены на фиг. 11. Сравнивая это с тем, что мы имеем по наблюдениям Ребера для волны  $\lambda = 65$  см (фиг. 1а) замечаем, что хотя в начале затмения имеет место рост интенсивности, остаточная интенсивность при максимальной фазе затмения (полное затмение) очень велика — около 70%, в то время как у Ребера она более чем в два раза меньше ( $\sim 30\%$ ). Это



Фиг. 11.

указывает на то, что распределение, данное Станьером для  $\lambda = 60$  см, не соответствует действительности.

Мы повторили вычисления для случая теоретического распределения, данного Смердом [15]. Это распределение представлено на фиг. 12 (сплошная линия, являю-

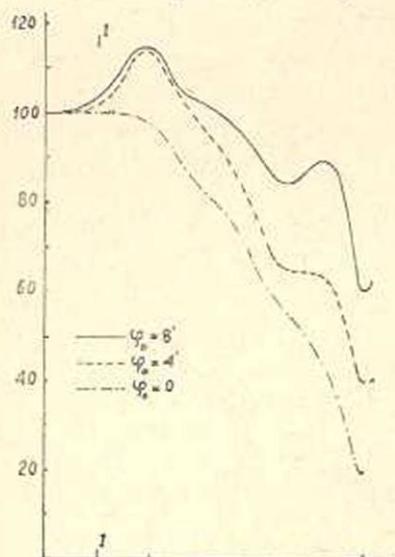


Фиг. 12.

щаяся интерполяционной между волнами  $\lambda = 75$  см и  $\lambda = 50$  см). Ход изменения интенсивности радионизлучения с учетом рефракции ( $\varphi_0 = 8'$ ), вычисленный для этого случая, представлен на фиг. 13 сплошной линией. Из этой фигуры следует, что хотя данное Смердом распределение более близко подходит к результатам наблюдений Ребера (даже в некоторых деталях), разница между теоретической и наблюдаемой остаточными интенсивностями по-прежнему остается большой. Незначительное изменение, вносимое в распределение Смерда (пунктирная линия на фиг. 12), делает это различие еще меньшим (пунктир на фиг. 13). По-видимому, теоретическое распределение, данное И. С. Шкловским и О. Б. Пикельнером, ближе к действительности [16].

Отмечая важность учета рефракции при выводе закона распределения радиояркостности из данных наблюдений, произведенных во время солнечных затмений, укажем также, что характер этого распределения сравнительно мало влияет на величину относительного роста интенсивности в начале (или в конце) затмения. Относительный рост интенсивности в основном зависит от величины полного угла рефракции  $\varphi_0$ . Для рассмотренного здесь случая  $\lambda = 60-65$  см мы нашли этот

угол приблизительно равным  $\varphi_0 = 8'$ ; при таком угле рост составляет около 15%, т. е. такой, какой наблюдал Ребер. Учитывая даже экранирующее действие лунной ионосферы, которое приводит к увеличению этого угла, мы можем утверждать, что  $\varphi_0$  не может превышать  $10'$  для волны  $\lambda = 65$  см. Эта оценка не может считаться окончательной, так как она относится к данному конкретному случаю затмения. Кроме того, как следует из приведенных выше формул, полный угол рефракции  $\varphi_0$  увеличивается с переходом к длинным волнам, что приводит к увеличению роста интенсивности в длинных волнах. Но в этих волнах радиодиаметр Солнца значительно превышает его опти-



Фиг. 13.

через ионосферу Луны), могут интерферировать в точке их приема, вследствие того, что из-за разности в оптических путях может образоваться разность в фазах обоих колебаний. В тех случаях, когда разность фаз для всех радиолучей, искривляющихся в ионосфере Луны, одинакова, явление интерференции должно иметь место, и в результате мы получим усиленный или ослабленный прирост интенсивности в момент контакта. Если разности фаз будут различными и распределены равномерно в интервале  $0-360^\circ$ , можно с интерференцией не считаться; прирост интенсивности будет нормальный и определится как сумма интенсивностей искривленных радиолучей.

Предварительные расчеты показывают, что максимальное значение разности в путях обоих радиолучей при  $\varphi_0 = 8'$  составляет приблизительно 0,5 м, т. е. порядка длины волны рассматриваемого радиоизлучения ( $\lambda = 0,65$  м), а минимальное значение равно нулю. В этом случае разности фаз будут колебаться в интервале  $0-360^\circ$ . Поэтому влияние интерференции в данном случае можно не учитывать.

В остальных случаях учет влияния интерференции подлежит спе-

\* На это обратил наше внимание Э. Г. Мирзабекян.

тический диаметр. Учет последнего факта приводит к уменьшению относительного роста интенсивности при затмениях. Для полной трактовки задачи необходимо иметь данные о ходе изменения интенсивности во время данного затмения одновременно в нескольких волнах. Особо желательно проведение наблюдений в метровом диапазоне длин волн.

Следует сказать несколько слов о возможном влиянии интерференции в рассматриваемой задаче\*. Дело в том, что два радиолуча, исходящие из одной точки в солнечной атмосфере и проходящие разными путями (один прямой, второй —

пальному рассмотрению. В частности, влиянием интерференции следует, по-видимому, объяснить усиление флюктуаций в величине интенсивности радионизлучения, наблюдавшееся во время некоторых солнечных затмений (например, результаты наблюдений С. Э. Хайкина и Б. М. Чихачева на волне  $\lambda = 1.5$  м во время затмения в 1947 г. [23], наблюдения Ковингтона на волне  $\lambda = 10.7$  см и т. д.).

Следует также указать на возможное влияние диффракции радиоволн на лунном крае, впервые рассмотренное В. Л. Гинзбургом по другому поводу [24]. Величина диффракции  $\psi$  определяется соотношением

$$\psi = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi D}},$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $D$  — расстояние Земли от Луны ( $\approx 4 \cdot 10^{10}$  см). Очевидно, до тех пор, пока величина  $\psi$  будет сравнима или больше угла рефракции  $\varphi$ , влияние диффракции следует учитывать, в противном случае им можно пренебречь. В нашем случае имеем для  $\lambda = 65$  см  $\psi \sim 0'.1$ , что почти на два порядка меньше угла рефракции ( $\sim 8'$ ). Поэтому влияние диффракции на величину прироста интенсивности радионизлучения во время затмения можно не учитывать.

В практике применяется метод определения координат дискретных источников космического радионизлучения путем наблюдения покрытия Луной этих источников. При этом не учитывается искажающее влияние лунной ионосферы на проходящие через нее радиоволны. В свете полученных выше результатов становится очевидным, что указанный метод определения координат дискретных источников следует применять с некоторой осторожностью\*.

#### § 4. Определение плотности атмосферы Луны

Из (3) имеем для концентрации свободных электронов в основании ионосферы (в данном случае на поверхности Луны):

$$N_m = a_f \frac{\pi m \cdot 10^{12}}{e^2} f^2 = 1.25 \cdot 10^4 \cdot a_f f^2. \quad (19)$$

Из фиг. 4 или 5 найдем для  $\varphi_0 = 8'$  значение  $a_f$ , равное  $a_f = 10^{-6}$ . Подставляя это в (19), получим для  $\lambda = 65$  см ( $f = 462$  МГц):

$$N_m \approx 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}. \quad (20)$$

Это на два-три порядка ниже того значения, которое обычно наблюдается в земной ионосфере (например, в слое  $F_2$ ).

Переходим теперь к оценке полного количества газовых частиц (молекул) в единице объема ионосферы Луны.

Пренебрегая всеми другими видами ионизации молекул в атмосфере Луны и учитывая только процессы образования свободных

\* По этому вопросу см. статью Линка [22].

электронов путем фотоионизации под влиянием коротковолнового (ультрафиолетового) излучения Солнца, будем иметь следующее дифференциальное уравнение, определяющее изменение количества электронов  $N_m$  во времени [17]:

$$\frac{dN_m}{dt} = \frac{J}{1+\lambda} - \alpha N_m^2, \quad (21)$$

где  $\lambda$  есть отношение количества отрицательных ионов и электронов и дается соотношением:

$$\lambda = \frac{\alpha_e N_m^2 + \beta n N_m - \alpha N_m^2}{\gamma N_m n + I N_m - \alpha_e N_m^2 + J_0}, \quad (22)$$

$\alpha$  называется эффективным коэффициентом рекомбинации и имеет вид:

$$\alpha = \alpha_e + \lambda \alpha_i + \frac{1}{N_m} \frac{d \ln(1+\lambda)}{dt}; \quad (23)$$

$J$  есть количество вновь образуемых пар ионизованных частиц (электроны и положительные ионы) в  $1 \text{ см}^3$  в секунду. Его можно определить разделяя общее количество энергии, поглощаемой в данной точке атмосферы и идущей на ионизацию, на энергию ионизации молекулы. Обозначая через  $S_\infty$  количество падающей на внешнюю границу атмосферы Луны ультрафиолетовой энергии и, ради простоты, пренебрегая поглощением в атмосфере, будем иметь:

$$J = \frac{\sigma n S_\infty}{\epsilon}, \quad (24)$$

где  $n$  — количество молекул,  $\sigma$  — эффективное сечение поглощения,  $\epsilon$  — энергия ионизации для данной молекулы.

Все остальные величины, входящие в (22) и (23), представляют собой коэффициенты происходящих в ионосферных слоях различных микропроцессов: рекомбинация электронов ( $\alpha_e$ ), прилипание электронов к нейтральным частицам ( $\beta$ ), рекомбинация ионов ( $\alpha_i$ ), фотоионизация электронов ( $I$ ), отсоединение электронов при соударениях ( $\gamma$ ) и т. д. Для всех этих коэффициентов имеются их теоретические значения (см., например, [17], стр. 657). Однако эти данные в настоящее время не согласуются с результатами измерений основной величины — коэффициента рекомбинации для главнейших слоев земной ионосферы, который обычно определяется экспериментальным путем. Причина подобного расхождения для земной ионосферы до сих пор неизвестна. Предполагается существование реакции, для которой имело бы место условие  $\alpha_e \sim \alpha$ .

Поскольку экспериментальное определение  $\alpha$  для ионосферы Луны невозможно, а условие  $\alpha_e \sim \alpha$  доказано для земной ионосферы, мы вынуждены будем допустить, что условие  $\alpha_e \sim \alpha$  имеет место и для Луны, принимая априори, что атмосфера Луны имеет тот же хими-

ческий состав, что и Земли. Так же можно будет показать, что  $\lambda \ll 1$ , что указывает на незначительность роли отрицательных ионов в микропроцессах ионосферы.

Далее, учитывая медленность вращения Луны, можно пренебречь изменением количества свободных электронов в течение всего периода затмения, т. е. рассмотреть стационарный случай:  $\frac{dN_m}{dt} = 0$ . Тогда из (21) и (24) получаем, с учетом сделанных выше выкладок, следующее соотношение для определения полного количества молекул в единице объема в основании лунной атмосферы:

$$n = \frac{\alpha}{\sigma} \frac{\varepsilon}{S_{\infty}} N_m^2. \quad (25)$$

Основными поглотителями коротковолновой энергии Солнца являются атомарный и молекулярный кислороды  $O_1$  и  $O_2$ ; они поглощают излучение с  $\lambda < 1000 \text{ \AA}$ . Полный поток энергии с  $\lambda < 1000 \text{ \AA}$ , падающий в секунду на  $1 \text{ см}^2$  поверхности на расстоянии Луны (Земли), порядка  $S_{\infty} \approx 10^{-13} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$ . Потенциалы ионизации для  $O_1$  и  $O_2$  равны соответственно 12.5 эв и 13.5 эв, т. е.  $\varepsilon \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ эрг}$ . Эффективное сечение поглощения для атомарного кислорода порядка  $\sigma_{O_1} \approx 10^{-17} \text{ см}^2$  (для  $O_2$  оно в три порядка меньше). Наконец, подставляя  $\alpha = \alpha_e \approx 10^{-12} \text{ см}^3/\text{сек}$  (электронная рекомбинация), получим из (25):

$$n = 2 \cdot 10^7 \cdot N_m^2. \quad (26)$$

В нашем случае, для  $N_m \approx 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ , найдем:

$$n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}. \quad (27)$$

Эта оценка является нижней границей плотности атмосферы Луны, так как мы приняли выше  $h_m = 0$  (т. е. максимум ионосферы находится на поверхности Луны). В случае, когда  $h_m \neq 0$ , мы будем иметь на поверхности Луны большую плотность, чем полученное значение (27). Однако не трудно убедиться, что полученное значение (27) и есть плотность атмосферы у поверхности Луны. В самом деле, пусть значение  $N_m \approx 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  мы имеем не на поверхности, а на высоте  $h_m$ . Но это значение  $N_m$  на два-три порядка меньше того значения, которое мы имеем в земной ионосфере, и поскольку Луна находится практически на том же расстоянии от Солнца, что и Земля, т. е. условия поглощения коротковолновой энергии в обоих случаях одинаковы, то, безусловно, и на Луне мы имели бы — при наличии более плотной атмосферы — предельную концентрацию свободных электронов, равную  $N_{np} \sim 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$  на некоторой высоте  $h_m > 0$ . И если в нашем случае  $N_m$  оказалось меньше  $N_{np}$ , то это наверняка означает, что  $h_m = 0$ . Поэтому полученное выше значение  $n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$  нужно считать относящимся к слою, прилегающему к поверхности.

Приняв концентрацию молекул на поверхности Земли равной  $n_0 = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , найдем для отношения  $n/n_0$ :

$$\frac{n}{n_0} \sim 10^{-5}.$$

Для полного количества молекул  $M$ , находящихся в столбе с основанием, равным  $1 \text{ см}^2$ , имеем, приняв барометрический закон распределения плотностей по высоте  $h$ :

$$M = n \int_0^{\infty} e^{-\frac{mg_1 h}{kT}} dh = n \frac{kT}{mg_1}.$$

Приняв  $g_1 = g/6 = 164 \text{ см/сек}^2$ ,  $T = 285^\circ \text{ К}$ , найдем:

$$M \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}.$$

Для земли имеем  $M_0 \approx 2 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-2}$ . Поэтому:

$$M/M_0 \sim 10^{-4}.$$

Сводка известных до сих пор определений  $n/n_0$  и  $M/M_0$  приведена в табл. 1.

Таблица 1

А в т о р	$n/n_0$	$M/M_0$	М е т о д
Фесенков [2]	—	$10^{-6}$	поляризационный
Липский [6]	$10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	поляризационный
Лио и Дольфус [18]	$10^{-8}$	—	фотометрический
Дольфус [19]	$10^{-9}$	—	поляризационный
Гаас [4, 21]	$10^{-5}$	—	метеорный
Эник [20]	$10^{-6}$	—	фотометрический
Койпер [5]	$10^{-9}$	—	оптич. рефракция
Гурздян	$10^{-5}$	$10^{-4}$	радиофизический

Из всех нерадиофизических методов определений плотности атмосферы Луны самым убедительным, по-видимому, нужно считать метод, основанный на наблюдениях метеоров, падающих на Луну. Гаас и сотрудники, например, за 65 часов наблюдений над теневой стороной Луны регистрировали появление десяти ярких вспышек до 11 звездной величины, которые интерпретируются как падение и возгорание метеоритов в лунной атмосфере. Поскольку для возгорания метеоров требуется некоторая минимальная плотность, то можно оценить величину плотности лунной атмосферы [21]. Факт обнаружения метеоров на Луне является в некотором смысле прямым доказательством существования атмосферы на Луне.

Как было отмечено выше, в одном случае не был замечен рост

радиоизлучения в полуметровом диапазоне [10]. Полагая, что в этот период (1 ноября 1948 г.) мы имеем минимум количества свободных электронов в  $1 \text{ см}^{-3}$  лунной ионосферы, оценим верхнюю границу  $N$  для этого момента. Примем, что рост радиоизлучения из-за рефракции в момент затмения не превышал  $1\%$  (порядка ошибок наблюдений). Этому соответствует угол рефракции, равный приблизительно  $\tau_0 \sim 1'$ . Из фиг. 6 найдем  $a_f \sim 10^{-7}$ . Отсюда найдем из (19)  $N \sim 450 \text{ см}^{-3}$  (для  $\lambda = 50 \text{ см}$ ), т. е. колебание в концентрации свободных электронов составляет приблизительно один порядок. С такими же колебаниями концентрации электронов мы встречаемся и в земной ионосфере.

Оценим оптическую толщину  $\tau_f$  лунной ионосферы для радиочастот вдоль луча, проходящего близ края диска Луны (максимальное значение). Имеем:

$$\tau_f = 2 \int_0^{\infty} \kappa ds = 2 \int_0^{\infty} \frac{\kappa h dh}{\sqrt{(R+h)^2 - R^2}} = 2 \int_0^{\infty} \frac{\kappa h dh}{\sqrt{2Rh + h^2}}, \quad (28)$$

где  $R$  — радиус Луны,  $h$  — высота от ее поверхности,  $\kappa$  — коэффициент поглощения единицы объема, определяющийся, например, выражением (с учетом отрицательного поглощения) [16]:

$$\kappa = \frac{4\pi e^6}{3\sqrt{3}} \frac{1}{c} \frac{N_e N_i}{(mkT_e)^2} \frac{g_{II}}{f^2}, \quad (29)$$

где  $g_{II} = \frac{\sqrt{3}}{2} \ln \frac{4R}{f^2}$  — гантовский фактор для переходов между близкими уровнями непрерывного спектра.

Приняв  $N_e = N_i = N_m$  и используя для  $N$  выражение (1), получим из (28):

$$\tau_f = 2\psi(f, T_e) N_m^2 \int_0^{\infty} \frac{e^{-2\left(\frac{h}{H}\right)^2} h dh}{\sqrt{2Rh + h^2}}, \quad (30)$$

где  $\psi(f, T_e)$  может быть получено из (29). Приняв  $H = 48 \text{ км}$ ,  $T = 285^\circ \text{К}$  и производя численное интегрирование, найдем:

$$\tau_f \approx 10^{-10} \frac{N_m^2}{f^2}, \quad (31)$$

где  $f$  выражена в МГц-ах. Для Луны мы нашли  $N_m \sim 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ . Поэтому:

$$\tau_f \approx \frac{10^{-12}}{f^2}. \quad (32)$$

Ниже в табл. 2 приведены величины (порядки)  $\tau_f$  для некоторых значений  $f$ .

Таблица 2

$\lambda$ см	$f$ мГц	$\tau_f$
10	3000	$10^{-18}$
100	300	$10^{-16}$
1000	30	$10^{-14}$

Как видно из этой таблицы, оптическая толща лунной ионосферы в радиочастотах (даже в метровом диапазоне) ничтожно мала. Поэтому мы были вправе пренебречь выше поглощением радиоволн в лунной ионосфере.

В заключение оценим ширину экранирующей полосы около лунного края. Высоту этой полосы, считая от поверхности Луны, следует определить из следующего условия: рефракция в этих слоях должна быть достаточно малой, чтобы не вызывать искажения направления луча, распространяющегося практически прямолинейно от Солнца к Земле. Для этого достаточно принять  $\varphi_0 \sim 0''.01$ , что дает:  $a_f e^{-(h_0/H)^2} \sim 10^{-11}$ , где  $h_0$  — высота экранирующей полосы. Отсюда, подставляя  $a_f \approx 10^{-6}$  (для  $\lambda = 65$  см), найдем  $h_0 \sim 3.5 \cdot H = 170$  км или  $h_0 \sim 1'.5$ . Это может вызывать уменьшение прироста радионизлучения в момент контакта в размере порядка  $1\%$ .

Бюраканская астрофизическая обсерватория  
АН Армянской ССР

Поступило 9 IX 1956.

#### Գ. Ա. Գուրզայան

### ԼՈՒՍՆԻ ՄՔՆՈԼՈՐՏԻ ԽՏՈՒՅՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԱՐԵԳԱԿԻ ՌԱԴԻՈՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏՎՅԱԼՆԵՐՈՎ

#### Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Արեգակի խափարման ժամանակ նկատվում է արեգակնային սադրոնաոպայթման աճ (մինչև  $10-15\%$ -ի չափով) խափարման սկզբում և վերջում: Երբևէ աճի փոխարեն սադրոնաոպայթման ինտենսիվության մեջ նկատվում է ֆլյուկտուացիաների ուժեղացում՝ որը զգալիորեն դերազանցում է չափման սխալներով պայմանավորված ֆլյուկտուացիաներից: Ենթադրվում է, որ նշված երևույթը հետևանք է սադրալիքների խտորման (սեֆրակցիա), որը տեղի է ունենում Լուսնի մթնոլորտում, ավելի ճիշտ՝ նրա իոնոսֆերայում: Ներկա հոդվածում առաջարկվում է մեթոդ, որի օգնությամբ կարելի է որոշել Լուսնի մթնոլորտի խտությունը, ելնելով խափարման ժամանակ Արեգակի սադրոնաոպայթման աճի մեծությունից:

Ելակետային հանդիսանում է խտորման լրիվ անկյան  $\varphi_0$ -ի որոշումը, որի դեպքում Արեգակից դուրս եկած սադրալիքների մի մասը խտորվելով Լուսնի մթնոլորտում (իոնոսֆերա), սզդվում է դեպի մեզ (նկ. 2): Այդ ինչից բխում է, սուսնց նախապես լուսնային իոնոսֆերայի տեսքը ապու հնարավոր

է լածել: Ներկա դեպքում վերցված է պարզագույն՝ պարարտիկ խոնոֆերան, որը ներկայացվում է (1) բանաձևով: Այնուհետև, հիմնվելով սեֆրակցիայի տեսութունից հայտնի որոշ առնչությունների վրա, արտածվել է խոտորման լրիվ անկյան՝  $\varphi_0$ -ի մեծությունը, որպես ֆունկցիա էլեկտրոնային խտությունից և սադիտայիքի հաճախականությունից՝ (բանաձև (2)):

Լուսնի մթնոլորտում անդի ունեցող սեֆրակցիայով պայմանավորված արեգակնային սադիտաազայթման աճը հաշվելիս կարևոր է իմանալ սադիտաազայթման ինտենսիվության բաշխումը ըստ Արեգակի սկավառակի: Այն, ինչպես հայտնի է, տարբեր ալիքների համար տարբեր է և նույնիսկ միևնույն ալիքի համար ժամանակի ընթացքում՝ փոփոխական: Ներկա դեպքում, օգտագործելով մոտ կես մեարանոց ալիքների համար տարբեր հեռազտողների կողմից արված բաշխումները (ինչպես սեսական, այնպես էլ էքսպերիմենտալ ճանապարհով ստացված), հաշվված են այդ ալիքների համար սադիտաազայթման ինտենսիվության փոփոխությունները Արեգակի խավարման ընթացքում՝ տարբեր խոտորման անկյունների դեպքում: Պարզվում է, որ այդ ալիքների համար դիտումներից ստացված սադիտաազայթման աճը կարող է բացատրվել, եթե լրիվ խոտորման անկյուն  $\varphi_0$ -ն հավասար լինի  $8'$ -ի:

Ունենալով խոտորման լրիվ անկյան մեծությունը, գծվար չէ արդեն որոշել ազատ էլեկտրոնների քանակը՝ Լուսնի իոնոսֆերայում այնպես, ինչպես այդ արվում է Երկրի իոնոսֆերայի դեպքում (տես բանաձև (19)): Ստացվել է  $N_m \approx 3 \cdot 10^3 \text{ սմ}^{-3}$ , որը երկու-երեք կարգ փոքր է Երկրի իոնոսֆերայում եղած էլեկտրոնների խտությունից: Հետաքրքիր է նշել, որ Լուսնի դեպքում մաքսիմալ էլեկտրոնային խտության շերտը դանկում է հենց Լուսնի մակերևույթի վրա: Սա թերևս ամենաընթաց հանգամանքն է, որով Լուսնի իոնոսֆերան տարբերվում է Երկրի իոնոսֆերայից:

Ընդունելով, որ Լուսնի մթնոլորտում գազի մոլեկուլների իոնացման նաև կապված պրոցեսները նույն քնույթն են կրում, ինչ գիտվում է մեզ մոտ՝ Երկրի մթնոլորտում, գծվար չէ այստեղից որոշել Լուսնի մթնոլորտի խտությունը նրա մակերևույթում: Վերջնական հաշվումները տվել են  $n \approx 10^{14} \text{ սմ}^{-3}$ , այսինքն մոտ հարյուր հազար անգամ պակաս այն խտությունից, որ մենք ունենք Երկրի մթնոլորտում:

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. La Paz L. Pop. A. 46, 277 (1938).
2. Фесенков В. Г. Астрономич. журнал, 20, 3 (1943).
3. Kahn M. Pop. A. 54, 312 (1946); 53, 353 (1945).
4. Haas W. Pop. A. 55, 256 (1947).
5. Койнер Д. Атмосферы Земли и планет. 361, М. (1951).
6. Лупский Ю. Н. Труды ГАИИ, XXII, 66 (1953).
7. Hagen J. Haddock F. a. Reber G. Sky a. Telescope, 10, 5 (1951).
8. Dennise J., Blum E. a. Steinberg J. C. R. Acad. Sci., Paris, 234, 1597 (1952).
9. Санамян В. А. и Ерзниканян Г. А. ДАН АрмССР, XX, 161 (1955).
10. Christiansen W., Yabsley D. a. Mills B. Austr. J. Sci. Res. A, 2, 506 (1949).
11. Pittington J. a. Hindman J. Austr. J. Sci. Res., A, 2, 521 (1949).
12. Reber G. a. Beck E. A. J. 56, 47 (1951).
13. Лупк Ф. В. А. С., 3, 69 (1952).

14. Stanier H. Nat. 165, 354 (1950).
15. Smerd S. Austr. J. Sci. Res. A, 3, 34 (1950).
16. Шкловский И. С. и Пикельнер С. Б., Известия Крымской астрофиз. обсерватории, VI (1951).
17. Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л. и Фейнберг Е. Распространение радиоволн, 559, М., (1953).
18. Lyot B. a. Dollfus A. C. R. Acad. Sci. Paris, 229, 1277 (1949).
19. Dollfus A. C. R. Acad. Sci. Paris, 234, 2046 (1952).
20. Örik E. I. A. J. 3, 137 (1955).
21. De Vancouleurs G. L'Ast. 267 (1947).
22. Link F. В. А. С. 7; 1 (1956).
23. Хайкин С. Э. и Чихачев Б. Н. ДАН СССР, 58, 1923 (1947).
24. Гинзбург В. Л. УФН, 34, 13 (1948).