

ОБ ИЗМЕРЕНИИ РАССТОЯНИЯ ОТ ЗЕМЛИ ДО ЛУНЫ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН*)

Н. Д. Папалекси

Вопрос о расстоянии от Земли до небесных светил и, в первую очередь, до Луны, несомненно, живо интересовал человека уже с самого зарождения культуры. Насколько известно, первые попытки измерить расстояние до Луны были сделаны ещё в третьем веке до нашей эры греческим астрономом Аристархом. Примерно через 100 лет после него знаменитый астроном древности Гиппарх измерил расстояние до Луны с огромной для того времени точностью, получив при этом значение, близкое к действительному, что ознаменовало собой существенный этап в развитии наших знаний о вселенной.

Как известно, современные астрономические методы определения расстояния до Луны основаны на измерении горизонтального экваториального параллакса её, т. е. угла, под которым видна с Луны большая полуось геоида. Для этой цели применяется тригонометрический метод, который принципиально заключается в одновременном измерении углов, под которыми видна какая-нибудь определённая точка Луны, например, вершина определённой горы, из двух достаточно удалённых друг от друга пунктов на Земле, расстояние между которыми точно известно.

Так, в одном из первых точных определений расстояния до Луны, произведённом в середине 18-го века французскими астрономами Лаландом и Лакайлем, первый производил измерения в Берлине, а второй — на расстоянии в 10 000 км, на мысе Доброй Надежды. Так как Луна совершает движение вокруг земли приблизительно по эллиптической орбите, эксцентриситет которой в предположении невозмущённого движения равен $e = 0,0549$, то расстояние от центра Луны до центра Земли не остаётся постоянным, а изменяется в пределах от 356 000 км до 407 000 км. За расстояние до Луны в астрономии принято некоторое среднее его значение Δ_ζ , которое на основании многочисленных наблюдений в настоящее время считается равным в круглых цифрах 384 400 км в соответствии с величиной

*) Несколько дополненный доклад, сделанный 1 февраля 1946 г. на коллоквиуме Лаборатории колебаний Физического института им. П. Н. Лебедева Академии наук СССР.

лунного параллакса, равного $\pi = 57'2'',7$. Точность определения $\Delta\zeta$ можно оценить в $1/30\,000$ *). Это даёт неуверенность в величине расстояния до Луны порядка 10—15 км.

Ввиду такой большой точности, достигнутой астрономами, может возникнуть вопрос: есть ли необходимость в новых методах определения расстояния до Луны и какой они могут представить интерес? Само собой разумеется, что всякая возможность дальнейшего повышения точности определения расстояния до Луны уже представляет интерес для теоретической астрономии. Нет сомнения также в том, что особую ценность представил бы метод, позволяющий быстро определять из одного пункта расстояние до Луны и, особенно, непрерывно следить за его изменениями во времени. Дело в том, что достигаемая в настоящее время высокая астрономическая точность получается в результате многочисленных наблюдений, требующих благоприятных атмосферных условий и связанных с измерениями из двух пунктов, расположенных, примерно, на одном меридиане в огромном расстоянии друг от друга (чаще всего в разных государствах), а также со сложными вычислениями и учётом многочисленных поправок. Поэтому разработка новых точных и в то же время более простых методов определения расстояния до Луны из одного пункта, несомненно, представляет не только «спортивный», но и большой научный интерес.

Такими многообещающими методами представляются методы, основанные на осуществлении отражения электромагнитных волн от поверхности Луны и измерении времени их пробега до Луны и обратно. Идея о возможности осуществления отражения световых волн от поверхности Луны возникала у астрономов и оптиков уже давно. Однако простые расчёты показывали, что существовавшие в то время технические средства были недостаточны не только для осуществления заметного на Земле отражения от Луны, но и для сигнализации на Луну. Даже современный мощный прожектор силой в миллиарды свечей был бы с Земли заметен на Луне лишь как звезда шестой величины. Не нова также и идея осуществления отражения радиоволн от Луны. Она, несомненно, возникала у многих физиков и радиоспециалистов, особенно после появления импульсного метода, или так называемого «метода радиоэхо», впервые применённого Брайтом и Тювом в 1925 г. для измерения высоты отражающих радиоволны слоёв атмосферы. Так, наблюдавшиеся в 1928 г. известным норвежским исследователем полярных сияний Штермером и голландским радиофизиком ван дер Полем радиоэхо с аномально большими запаздываниями (от одной-двух до 30 сек.) вызвали у многих радиоспециалистов предположение о том, что эти «космические» радиоэхо обязаны своим происхождением отражению радиоволн от поверхности Луны. Однако, элементарные подсчёты — такие подсчёты были тогда же сделаны и

*) Согласно любезному сообщению проф. М. Ф. Субботина среднюю ошибку определения расстояния до Луны можно оценить в ± 26 км.

у нас академиком Л. И. Мандельштамом и автором — показали, что при существовавших в то время радиотехнических средствах как передающих, так и приёмных не могло быть и речи об отражении от Луны. Идея отражения радиоволн от поверхности Луны высказывалась неоднократно и позже, однако, до самого последнего времени для её осуществления не было достаточных технических предпосылок. Эти предпосылки были созданы в последние годы исключительным прогрессом как в области генерации мощных ультракоротких и микро-радиоволн, так и в технике концентрации их в тонкие направленные пучки огромной мгновенной мощности, что и обусловило поразительные успехи радиолокации, сыгравшей такую исключительную роль во второй мировой войне.

Проведённые нами ещё в 1943 г. первые подсчёты показали, что современное состояние импульсной радиотехники сделало возможным осуществление отражения радиоволн от Луны, а дальнейшие расчёты подтвердили наши предположения о том, что это может быть использовано для создания нового точного метода определения расстояния до Луны. В самом деле, по данным американских журналов точность определения методом радиолокации в условиях прямой видимости ограничена лишь точностью отсчёта и, независимо от измеряемого расстояния, составляет лишь десятки метров. Это позволяет рассчитывать, что точность измерения расстояния до Луны методом «радио-эхо», по крайней мере, на порядок величины превысит астрономическую точность, составляющую, как было указано выше, в среднем 20—30 км. Кроме того, метод радиоэхо обладает ещё рядом других преимуществ, а именно: простота и быстрота измерений, возможность измерять непосредственно и притом непрерывно расстояние до Луны от определённого пункта на Земле с точностью, значительнее превосходящей среднюю астрономическую точность, и др. Следует заметить, что в методе радиоэхо расстояние получается умножением измеренного времени запаздывания на величину скорости распространения радиоволн, которая равна скорости света в вакууме, т. е. 299 796 км/сек, и в настоящее время известна с точностью до одной стотысячной. Поэтому развитие этого метода с целью дальнейшего повышения его точности повлечёт за собой необходимость в более точном измерении скорости распространения радиоволн.

Согласно американским радиосообщениям от 26 января с. г., 10 января с. г. в Северной Америке с помощью специально перестроенной радиолокационной аппаратуры были впервые проведены успешные опыты по осуществлению отражения радиоволн от поверхности Луны, которые дали для времени запаздывания радиоэхо, как и следовало ожидать, около $2\frac{1}{2}$ сек. Таким образом, экспериментально доказана возможность получения с помощью современных технических средств достаточной для измерений мощности отражённых от Луны радиоволн и тем самым, как показано ниже, подтверждена правильность проведённых нами расчётов. При рассмотрении вопроса

об отражении радиоволн от Луны совершенно естественно было проанализировать также и возможность осуществления с современными оптическими средствами отражения от Луны световых импульсов. Прежде чем перейти к рассмотрению каждого из этих случаев, мы выведем общие для них формулы для величины мощности отражённого от Луны импульса электромагнитных волн.

ОТРАЖЕНИЕ ИМПУЛЬСА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ ЛУНЫ

Для того чтобы сформулировать математически задачу отражения электромагнитных волн от поверхности Луны, необходимо прежде всего задаться определённой идеализацией свойств этой поверхности. Из данных астрофизики следует, что поверхность Луны отнюдь нельзя считать гладкой. Необходимо, наоборот, предположить её весьма неровной и изрезанной; она, повидимому, в значительной части состоит из пористых пород и покрыта вулканическим пеплом и космической пылью. Таким образом, нельзя предполагать, что от поверхности Луны в целом, кроме отдельных небольших участков, возможны регулярные отражения как световых, так и микрорадиоволн. Поверхность Луны, несомненно, правильнее рассматривать как «шероховатую» в оптическом смысле. Поэтому в качестве возможной идеализации, дающей скорее преуменьшение оценки отражённой мощности, можно принять, что к поверхности Луны, которую мы будем считать шаром, применим закон Ламберта, или, может быть, ещё ближе закон Ломмеля-Зеелигера. Тогда нашу задачу можно сформулировать следующим образом. Пусть импульс электромагнитных волн произвольной формы продолжительностью Δt и мощности P , сосредоточенный в телесном угле Ω , падает на сферу радиуса R с шероховатой поверхностью, удалённой от источника излучения на расстояние $D \gg R$ и обладающей коэффициентом отражения σ . Требуется найти зависимость от времени плотности потока мощности, возвращающегося обратно к источнику излучения после отражения от сферы. При этом предполагается, что коэффициент пропускания (прозрачности) излучения на пути от источника к сфере равен β .

Рассмотрим сначала случай, когда импульс имеет прямоугольную форму и толщина его $\Delta b = c \Delta t$ очень мала по сравнению с R . В случае Луны это условие можно считать практически выполненным, если длительность импульса Δt порядка 10^{-5} сек и меньше. Мы произведём расчёты в предположении применимости как закона Ламберта, так и закона Ломмеля-Зеелигера.

Как видно из рис. 1, падающие на сферу волны последовательно рассеиваются от различных сферических колец, вследствие чего импульс после отражения растягивается на длину, равную диаметру сферы, если телесный угол Ω равен или больше угла Ω_0 , под которым видна сфера, и на соответственно меньшую длину, если $\Omega < \Omega_0$. Так как площадь кольца ΔS_0 , соответствующая центральному углу ϑ

(рис. 1), равна

$$\Delta S_{\vartheta} = 2\pi R \sin \vartheta R \Delta \vartheta = 2\pi R \Delta b, \quad (1)$$

то ΔS_{ϑ} не зависит от ϑ . Телесный угол $\Delta \Omega_{\vartheta}$, под которым видна площадь ΔS_{ϑ} из источника излучения, равен

$$\Delta \Omega_{\vartheta} = \frac{\Delta S_{\vartheta} \cos \vartheta}{D^2}. \quad (2)$$

Введя понятие силы излучения I , соответствующее силе света в оптике, и принимая во внимание, что коэффициент пропу-

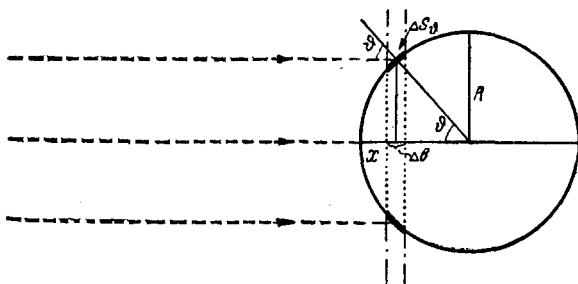


Рис. 1.

скания равен β , получаем для потока мощности ΔP_{ϑ} , падающего на поверхность ΔS_{ϑ} :

$$\Delta P_{\vartheta} = \beta I \cos \vartheta \frac{\Delta S_{\vartheta}}{D^2}, \quad (3)$$

а для рассеянного от ΔS_{ϑ} потока мощности:

$$\Delta P'_{\vartheta} = \sigma \Delta P_{\vartheta} = \sigma \beta \cdot I \cos \vartheta \frac{\Delta S_{\vartheta}}{D^2}. \quad (4)$$

В случае применимости закона Ламберта яркость B' излучения от поверхности ΔS_{ϑ} связана с $\Delta P'_{\vartheta}$ соотношением:

$$\pi B' \Delta S_{\vartheta} = \Delta P'_{\vartheta}, \quad (5_1)$$

тогда как для закона Ломмеля-Зеелигера мы имеем:

$$2\pi B' \cos \vartheta \Delta S_{\vartheta} = \Delta P'_{\vartheta}. \quad (5_2)$$

С другой стороны, между B' и силой излучения I' поверхности ΔS_{ϑ} в направлении ϑ к её нормали имеет место следующая зависимость:

$$I'_{\vartheta} = B' \cos \vartheta \Delta S_{\vartheta}, \quad (6)$$

откуда на основании (4), (5₁, 5₂) и (6) получаем: в первом случае:

$$I'_{\vartheta} = \frac{\sigma \beta}{\pi} I \frac{\cos^2 \vartheta}{D^2} \Delta S_{\vartheta}, \quad (7_1)$$

во втором случае:

$$I'_{\vartheta} = \frac{\sigma^2}{2\pi} I \frac{\cos \vartheta}{D^2} \Delta S_{\vartheta}. \quad (7_2)$$

Отсюда в месте источника излучения (на Земле) имеем для плотности $p' = \frac{\Delta p'_{\vartheta}}{\Delta S}$ отражённого от ΔS_{ϑ} потока мощности:

$$p' = \frac{\sigma^2}{\pi} \frac{I}{D^4} \Delta S_{\vartheta} \cos^2 \vartheta \quad (\text{закон Ламберта}), \quad (8_1)$$

$$p' = \frac{\sigma^2}{2\pi} \frac{I}{D^4} \Delta S_{\vartheta} \cos \vartheta \quad (\text{закон Ломмеля-Зеелигера}). \quad (8_2)$$

Подставляя в эти выражения значения ΔS_{ϑ} из (1) и принимая во внимание, что $\cos \vartheta = \frac{R-x}{R}$ (рис. 1), получаем:

$$p' = \sigma^2 \frac{I}{D^4} 2\Delta b \cdot R \left(1 - \frac{x}{R}\right)^2 \quad (\text{закон Ламберта}), \quad (9_1)$$

$$p' = \sigma^2 \frac{I}{D^4} \Delta b \cdot R \left(1 - \frac{x}{R}\right) \quad (\text{закон Ломмеля-Зеелигера}). \quad (9_2)$$

Если принять за начало счёта времени момент падения импульса на верхушку сферы (Луны), то $x = \frac{ct}{2}$, где c — скорость электромагнитных волн, и мы имеем следующую зависимость плотности отражённого потока мощности от времени:

в случае применимости закона Ламберта:

$$p'(t) = \sigma^2 \frac{I \Delta b}{D^4} 2R \left(1 - \frac{ct}{2R}\right)^2, \quad (10_1)$$

в случае применимости закона Ломмеля-Зеелигера:

$$p'(t) = \sigma^2 \frac{I \Delta b}{D^4} R \left(1 - \frac{ct}{2R}\right). \quad (10_2)$$

Здесь t должно удовлетворять условию:

$$0 \leq t \leq \frac{2R}{c}, \quad \text{если } \Omega \geq \Omega_0$$

и

$$0 \leq t \leq \frac{2m}{c}, \quad \text{если } \Omega < \Omega_0,$$

где m (рис. 1) определяется из:

$$m = R - \sqrt{R^2 - \frac{\Omega}{\pi} D^2} = \frac{D}{\sqrt{\pi}} (\sqrt{\Omega_0} - \sqrt{\Omega_0 - \Omega}). \quad (11)$$

Пользуясь формулами (9₁, 9₂), можно легко рассчитать и случай импульса сравнимой с R толщины b . В самом деле, полагая $\Delta b = dx$ и для упрощения записи $\sigma^2 \frac{I}{D^4} 2R = A$, мы, очевидно, в случае при-

менимости закона Ламберта получим:

$$p' = A \int_{x_1}^{x_2} \left(1 - \frac{x}{R}\right)^2 dx, \quad (12)$$

где x_1 и x_2 имеют различные значения в зависимости от положений импульса относительно сферы (рис. 2), которые мы для краткости

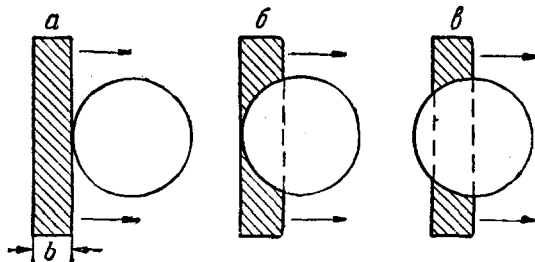


Рис. 2.

a — начало первой фазы, b — начало второй фазы, v — начало третьей фазы.

будем обозначать, как его фазы. В первой фазе, которая простирается от момента соприкосновения передней плоскости импульса со сферой до момента соприкосновения сго задней плоскости, $x_1 = 0$, $x_2 = \frac{ct}{2}$; во

второй фазе, которая длится до момента перехода передней плоскости импульса через центр сферы, $x_1 = \frac{ct - 2b}{2}$, $x_2 = \frac{ct}{2}$ и, наконец,

в третьей фазе: $x_1 = \frac{ct - 2b}{2}$, $x_2 = R$.

Таким образом, в случае $b \leq R$ имеем:

$$\left. \begin{aligned} p'(t) &= \frac{AR}{3} \left[1 - \left(1 - \frac{ct}{2R}\right)^3 \right] && \text{для } 0 \leq t < \frac{2b}{c}, \\ p'(t) &= \frac{AR}{3} \left[\left(1 - \frac{ct - 2b}{2R}\right)^3 - \left(1 - \frac{ct}{2R}\right)^3 \right] && \text{для } \frac{2b}{c} \leq t \leq \frac{2R}{c}, \\ p'(t) &= \frac{AR}{3} \left(1 - \frac{ct - 2b}{2R}\right)^3 && \text{для } \frac{2R}{c} \leq t \leq \frac{2(R+b)}{c}, \end{aligned} \right\} \quad (13_1)$$

а в случае $b > R$

$$\left. \begin{aligned} p'(t) &= \frac{AR}{3} \left[1 - \left(1 - \frac{ct}{2R}\right)^3 \right]; && \text{для } 0 \leq t \leq \frac{2R}{c}, \\ p'(t) &= \frac{AR}{3}; && \text{для } \frac{2R}{c} \leq t \leq \frac{2b}{c}, \\ p'(t) &= \frac{AR}{3} \left[1 - \frac{ct - 2b}{2R} \right]^3; && \text{для } \frac{2b}{c} \leq t \leq \frac{2(b+R)}{c}. \end{aligned} \right\} \quad (13_2)$$

Формулы (13) показывают, как изменяются после отражения форма и интенсивность импульса толщины b , если $\Omega \geq \Omega_0$. Легко видеть, что в случае $\Omega < \Omega_0$ мы будем иметь для отраженного импульса следующие формулы:

в случае $b \leq m$

$$\left. \begin{aligned} p'(t) &= \frac{AR}{3} \left[1 - \left(1 - \frac{ct}{2R} \right)^3 \right], & \text{если } 0 \leq t \leq \frac{2b}{c}, \\ p'(t) &= \frac{AR}{3} \left[\left(1 - \frac{ct-2b}{2R} \right)^3 - \left(1 - \frac{ct}{2R} \right)^3 \right], & \text{если } \frac{2b}{c} \leq t \leq \frac{2m}{c}, \\ p'(t) &= \frac{AR}{3} \left[\left(1 - \frac{ct-2b}{2R} \right)^3 - \left(1 - \frac{m}{R} \right)^3 \right], & \text{если } \frac{2m}{c} \leq t \leq \frac{2(m+b)}{c}, \end{aligned} \right\} (14)$$

в случае $b > m$

$$\left. \begin{aligned} p'(t) &= \frac{AR}{3} \left[1 - \left(1 - \frac{ct}{2R} \right)^3 \right], & \text{если } 0 \leq t \leq \frac{2m}{c}, \\ p'(t) &= \frac{AR}{3} \left[1 - \left(1 - \frac{m}{R} \right)^3 \right], & \text{если } \frac{2m}{c} \leq t \leq \frac{2b}{c}, \\ p'(t) &= \frac{AR}{3} \left[\left(1 - \frac{ct-2b}{2R} \right)^3 - \left(1 - \frac{m}{R} \right)^3 \right], & \text{если } \frac{2b}{c} \leq t \leq \frac{2(b+m)}{c}. \end{aligned} \right\} (15)$$

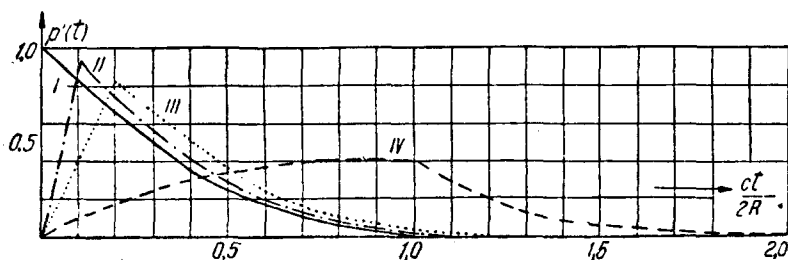


Рис. 3. Форма импульсов одинаковой общей энергии после отражения.
I. Толщина импульса мала по сравнению с R . II. Толщина импульса равна $0,1 R$. III. Толщина импульса равна $0,2 R$. IV. Толщина импульса равна R .

На рис. (3 и 4) изображено изменение после отражения формы прямоугольных импульсов различной толщины (продолжительности)⁶ при

условии, что общая энергия падающего на сферу импульса одна и та же, т. е. $I_\tau = \frac{Ib}{c} =$

$= \text{const}$ или, что то же, $Ab = \text{const}$. Как видно из рис. 3,

чем короче импульс, тем резче (круче) поднимается фронт отражённого импульса и тем больше его максимальная плотность («освещённость») в месте излучения на земле. Для $b \ll R$ ($b = 3,5 \text{ км}$ и короче в случае отражения от Луны) форма импульса передаётся формулами (10), а максимальная плотность отра-

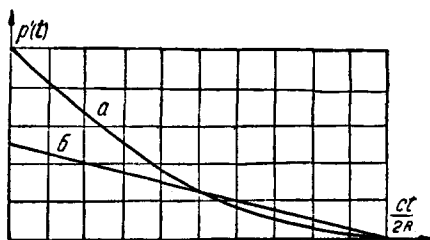


Рис. 4. Изменение формы импульса очень малой толщины после отражения:
а) в случае отражения по закону Ламберта.
б) в случае отражения по закону Ломмеля-Зеелигера.

а максимальная плотность отра-

жённой мощности выразится как:

$$p'_m = \sigma \beta^2 \frac{Ib}{D^4} 2R = \frac{\sigma \beta^2}{\pi} \frac{W}{D^2} \frac{2c}{R} \frac{\Omega_0}{\Omega} \quad (\text{закон Ламберта}) \quad (16_1)$$

или

$$p'_m = \frac{\sigma \beta^2}{\pi} \frac{W}{D^2} \frac{c}{R} \frac{\Omega_0}{\Omega} \quad (\text{закон Ломмеля-Зеелигера}). \quad (16_2)$$

Интересно отметить, что величина $W' = \int p'(t) dt$, т. е. плотность всей энергии импульса, ограждённой от сферы в направлении, обратном его падению, связана со всей излучаемой энергией импульса W соотношением:

в случае закона Ламберта:

$$W' = \frac{4}{3\pi} \sigma \beta^2 \frac{W}{D^2} \frac{\Omega_0}{\Omega}, \quad (17_1)$$

в случае закона Ломмеля-Зеелигера:

$$W' = \frac{\sigma \beta^2}{\pi} \frac{W}{D^2} \frac{\Omega_0}{\Omega}. \quad (17_2)$$

Формулы (16₁, 16₂, 17₁ и 17₂) могут быть положены в основу оценки мощности импульса электромагнитных волн, которая необходима для того, чтобы его можно было обнаружить на Земле после отражения от Луны. Для этой цели можно применить как радиоволны (метрового, дециметрового диапазона и короче), так и видимый свет. Ввиду особенностей, присущих как условиям осуществления мощных импульсов каждого рода электромагнитного излучения, так и условиям их приёма после отражения, целесообразно рассмотреть отдельно случаи применения радиоволн и видимого света.

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Для оценки требуемой величины мощности излучения необходимо исходить из минимальной величины отражённой от Луны плотности излучения p' , которая может быть с уверенностью зарегистрирована на Земле. Так как

$$p' = \frac{cE^2}{4\pi}, \quad (18)$$

где E есть напряжённость электрического поля волны, то, задавшись необходимой для приёма напряжённостью поля, мы из (18) получим требуемое значение p' . При этом следует принять во внимание, что вследствие деполяризации излучения при отражении от шероховатой поверхности, мы в случае обычного дипольного приёма должны, очевидно, положить $E^2 = kE_1^2$, где E_1 — необходимая для приёма сила поля и $k = 2$ в случае полной деполяризации. Принимая это во внимание, мы получаем, исходя из (18), следующее выражение

для E ($k=2$):

$$\left[E_1 \frac{\text{мкрв}}{\text{м}}\right]^2 = 60 \pi \cdot 10^6 p' \left[\frac{\text{ватт}}{\text{м}^2}\right]. \quad (19)$$

Как известно, для уверенного приёма коротких импульсов на метровых волнах необходимо иметь напряжённость поля порядка микровольт на метр, тогда как для волн дециметрового диапазона она должна быть на порядок величины больше. Если задаться для первого случая $E_1 = 2 \text{ мкрв/метр}$ и для второго $E_1 = 20 \text{ мкрв/метр}$, то мы получим для величины p' , соответственно, следующие значения:

$$p' = 2,1 \cdot 10^{-14} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2} \text{ и } p' = 2,1 \cdot 10^{-12} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2}.$$

В наших расчётах мы и будем исходить из этих величин.

Из формулы (16₁), которую мы можем переписать в виде:

$$W = \frac{\pi}{\sigma \beta^2} D^2 \frac{R}{2c} \frac{\Omega}{\Omega_0} p' m, \quad (20)$$

видно, что W существенно зависит от $\sigma \beta^2$. Величину σ для отражения света от Луны можно на основании астрометрических наблюдений положить равной 0,07. Если принять во внимание, что значительная часть поверхности Луны покрыта вулканическим пеплом и космической пылью, то нужно думать, что для микроволн порядка дециметров, а тем более для метровых волн, величина σ будет больше. Мы примем $\sigma = 0,1$. Что же касается величины β , то она сильно зависит от длины волны. Согласно формулы Буге $^2 I = I_0 u^\mu$, где μ есть масса атмосферы, пройденная лучами и отнесённая к массе, проходимой при вертикальном направлении луча, а u есть коэффициент прозрачности. О зависимости μ от зенитного угла ζ можно судить по следующей таблице ²:

Т а б л и ц а 1

$\zeta =$	0	20°	40°	60°	75°	85°	90°
$\mu =$	1,00	1,06	1,30	2,00	3,31	10,40	35,40

Величина же u зависит от длины волны света λ следующим образом ²:

Т а б л и ц а 2

λ в микронах	0,40	0,50	0,70	1,0	2,0
u	0,535	0,704	0,838	0,901	0,909

Приведём также, что из наблюдений над яркостью звёзд для u получается в среднем значение 0,83. Все эти данные позволяют считать, что мы не сделаем ошибки в сторону преувеличения, если положим, что для микрорадиоволн $\beta^2 = u^2$ не меньше 0,8 при $\zeta \leq 40^\circ$. Таким образом, полагая $\frac{1}{\beta^2 g} = 15$, мы вряд ли делаем слишком оптимистическую оценку. Подставляя теперь это значение $\frac{1}{\beta^2 g}$ в (20) и принимая во внимание, что для Луны в круглых цифрах $D^2 = 15 \cdot 10^{16} \text{ м}^2$, $R = 1738 \text{ км}$, получаем:

$$W = 43 \frac{\Omega}{\Omega_0} \text{ килоджоуля для волн дециметрового диапазона,}$$

$$W = 0,43 \frac{\Omega}{\Omega_0} \text{ килоджоуля для метровых волн}$$

при продолжительности импульса $\Delta t = 10^{-5} \text{ сек}$ это даёт для мощности P , соответственно:

$$P = 4,3 \cdot 10^6 \frac{\Omega}{\Omega_0} \text{ квт и } P = 4,3 \cdot 10^4 \frac{\Omega}{\Omega_0} \text{ квт,}$$

т. е. величины, для радиоволн явно неосуществимые при достижимых в настоящее время значениях $\frac{\Omega}{\Omega_0}$. Таким образом, задача осуществления отражения радиоволн от Луны, которое можно было бы с уверенностью измерить на Земле, была бы неразрешима, если бы мы не обладали теперь средствами, позволяющими концентрировать падающее на Землю излучение микрорадиоволн в тысячи раз. Если обозначить коэффициент концентрации мощности при приёме через g , то тогда формула (20) примет вид:

$$P_m = g \frac{c \beta^2}{\pi} \frac{W}{D^2} \frac{2c}{R} \frac{\Omega_0}{\Omega}. \quad (21)$$

Коэффициент концентрации мощности при приёме, как, разумеется, и при передаче, может быть сделан тем больше, чем короче длина волны. Если положить $g = 5000$, что сравнительно нетрудно осуществить для волн дециметрового диапазона, то мы получим для требуемой величины энергии излучения:

для дециметровых волн

$$W = 8,6 \frac{\Omega}{\Omega_0} \text{ джоуля,}$$

тогда как для метровых волн (при $g = 500$) имеем

$$W = 0,86 \frac{\Omega}{\Omega_0} \text{ джоуля.}$$

Это даёт при продолжительности импульса соответственно 10^{-5} сек и 10^{-4} сек для мощности P соответственно:

$$P = 860 \frac{\Omega}{\Omega_0} \text{ киловатт и } P = 8,6 \frac{\Omega}{\Omega_0} \text{ киловатт,}$$

а это при экспериментально достижимых значениях $\frac{\Omega}{\Omega_0}$ вполне осуществимо.

Из проведённой нами оценки величины мощности излучения, требуемой для осуществления приёма радиоволн, отражённых от Луны, ясно, что главная задача здесь заключается не только в получении импульсов достаточной мощности и в применении приёмников достаточной чувствительности, а в возможности, с одной стороны, сконцен-

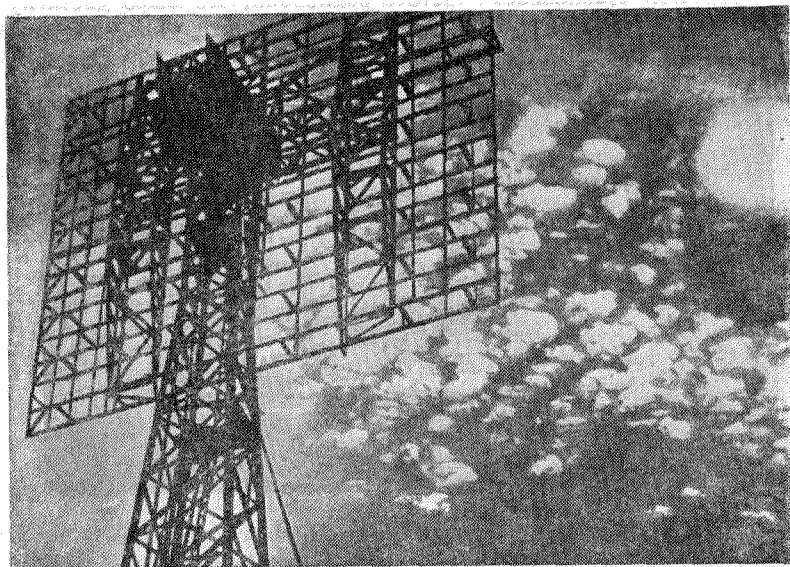


Рис. 5. Передающая и приёмная плоскостная антенная система.

трировать излучаемую мощность в достаточно малом телесном угле, с другой стороны, собрать с возможно большей площади мощность, падающую на Землю после отражения. Эти задачи в настоящее время технически вполне разрешимы как с помощью систем когерентных дипольных излучателей (при метровых волнах), так и посредством зеркал при микрорадиоволнах дециметрового и сантиметрового диапазона. Это полностью подтверждается упомянутыми выше первыми успешными опытами по осуществлению отражения радиоволн от Луны, проведёнными в январе с/г. в Северной Америке. Как видно из опубликованных данных^{3, 4, 5}, при этих опытах применялись метровые волны ($f=112$ мц, т. е. $\lambda=2,68$ м), причём в качестве передающей и приёмной антенн служили плоскостные системы однофазных дипольных антенн (2×32) с отражателями (рис. 5), расположенные на мачтах высотой 30 м. Длительность импульса варьировала в различных опы-

тах от 0,1 до 0,5 сек, а интервал между импульсами изменялся от 3-х до 5-ти сек. Столь большая длительность импульса позволила применить исключительно селективное приёмное устройство с четырёхкратной трансформацией частоты (с четырьмя промежуточными частотами) и сузить полосу пропускания до 57 циклов. Благодаря этим мерам удалось чрезвычайно снизить уровень помех и довести чувствительность приёмника до 0,01 μv . Необходимо заметить, что такая узкая полоса пропускания приёмника потребовала, с одной стороны, весьма большой стабильности частоты радиоволн, что было достигнуто пьезокварцевой стабилизацией исходной частоты передатчика (516,2 кц), которая затем последовательным умножением частоты доводилась до

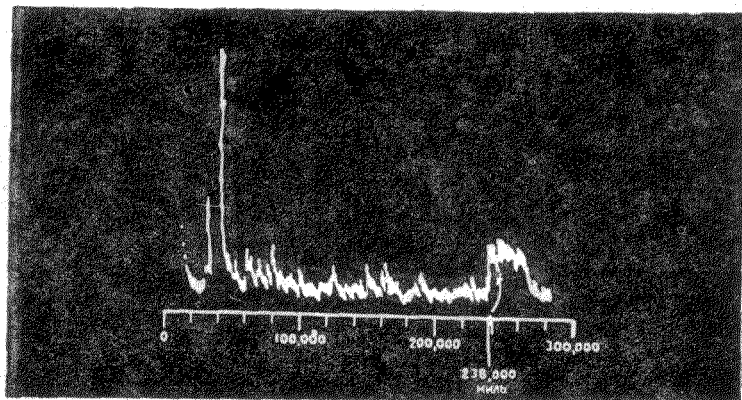


Рис. 6. Осциллограмма, полученная во время опытов 22/1 1946 г. Отношение силы сигнала к «шумовому фону» равнялось 20 дб, а изменение частоты волны сигнала из-за Допплер-эффекта составляло 227 ц.

своего конечного значения. С другой стороны, при настройке приёмника необходимо было учитывать то обстоятельство, что частота импульса при отражении от Луны (ввиду относительного движения Земли и Луны) изменяется по закону Допплера. В условиях описываемого опыта, производившегося при восходе Луны, частота волны импульса увеличивалась при отражении от Луны на 200—300 ц. Здесь следует особо подчеркнуть, что столь узкополосный приёмник, настроенный на частоту, отличную от частоты излучаемой волны, не откликается на сигналы, отражённые от неподвижных и медленно движущихся объектов и, следовательно, производит нужную дискриминацию.

Представляет интерес сравнить полученные в только что описанных опытах экспериментальные результаты с теми, которые можно было бы ожидать на основании проведённых выше расчётов. По экспериментальным данным ^{8,5} излучаемая пиковая мощность импульсов была

около 4-х км; коэффициент концентрации энергии при приёме $g=200-250$; угол отверстия конуса излучения около 15° , что соответствует $\frac{\Omega}{\Omega_0}=900$. Полагая далее длительность импульса $\Delta t=0,25$ сек, мы можем принять излучённую в течение одного импульса энергию W равной 1 килоджоулю. Так как $R \ll b$, то мы по формуле (13₂) получаем для p'_m :

$$p'_m = \frac{AR}{3} = g \frac{2\sigma\beta^2}{3\pi} \frac{\Omega_0}{\Omega} \frac{W}{D^2} \frac{c}{b}.$$

Подставляя численные значения g , $\frac{\Omega_0}{\Omega}$, W , D^2 , c и b , имеем:

$$p'_m = 1,5\sigma\beta^2 10^{-15} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2}.$$

Так как опыт производился при восходе Луны, т. е. радиоволны проходили через всю толщу атмосферы вдоль земли, то β должна была быть значительно меньше, чем при малых зенитных углах. Если принять $\sigma\beta^2$ равным $1/30$, то имеем:

$$p'_m = 5 \cdot 10^{-17} \text{ вт/м}^2.$$

С другой стороны, при чувствительности приёмника в $0,01 \mu\text{в}$ сила приёма сигнала в 20 дб превосходила интенсивность «шумов», т. е. на зажимах приёмника напряжение от сигнала составляло около $0,1 \mu\text{в}$. Так как далее при $\lambda=2,68$ м и полуволновых антеннах эффективная высота антенны равнялась, примерно, $\lambda/\pi=1,2$ м, то напряжение поля было порядка $0,1$ микровольт/м, откуда по формуле (19) получаем для p''_m :

$$p''_m = 8 \cdot 10^{-17} \text{ вт/м}^2.$$

Как мы видим, согласно данных опыта с результатами вычислений вполне удовлетворительное, особенно, если принять во внимание, что целью опытов было получение только качественных результатов. Следует заметить, что в дальнейших опытах предполагается перейти к дециметровым волнам (f от 500 до 1000 мц), для концентрации которых проектируется применение параболических зеркал с диаметром отверстия в 12—15 м.

Что же может дать метод радиоэхо для исследования Луны? Как видно из формул (13) и наглядно из рис. 3, точность определения расстояния до Луны существенно зависит от толщины импульса, так как она определяет крутизну отражённого импульса. Если принять, что момент возвращения отражённого импульса может быть определён с точностью до десятых долей его ширины, то это означает, что при длительности импульса в 10^{-5} сек, т. е. при толщине его в 3 км, расстояние до Луны может быть определено с точностью, по крайней мере, порядка одного километра. А это уже на порядок величины

превышает среднюю астрономическую точность. Если принять во внимание, что метод радиозоха даёт такую точность при единичном наблюдении и, что, кроме того, он позволяет непрерывно следить за изменением расстояния до Луны во времени, то ценность его для теории Луны представляется несомненной. Далее, как видно из формул (10_1 , 10_2), интенсивность и форма отражённого импульса существенно зависят от коэффициента отражения радиоволн, который может быть различен для той или иной кольцевой зоны поверхности Луны. Таким образом, из формы кривой отражённого импульса можно будет сделать заключение как о применимости того или иного закона отражения от поверхности Луны, так и о характере распределения средних коэффициентов отражения по кольцевым зонам её поверхности. Кроме того, произведя измерения на различных длинах волн, можно будет получить дополнительные данные как о характере отражения, так и о структуре поверхности Луны. В настоящее время, конечно, трудно ещё сказать, насколько метод радиозоха оправдывает себя на практике, а также, какие возможности ещё он таит в себе. Во всяком случае, нет сомнения в необходимости скорейшей разработки этого метода.

СЛУЧАЙ СВЕТОВЫХ ВОЛН

В отличие от рассмотренного выше случая радиоволн, задача осуществления отражения от Луны световых лучей имеет одну существенную особенность. В то время как для радиоволн мы при оценке плотности мощности падающего на Землю от Луны излучения исходили только из чувствительности приёмной аппаратуры, в случае световых волн мы должны иметь в виду ещё ту освещённость, которую создаёт на Земле либо Луна ночью, либо Солнце (днём или вечером). Кроме того, здесь принципиально возможны два различных способа обнаружения световых волн: субъективный — с помощью зрения, и объективный, например, с помощью фотоэлементов.

Рассмотрим вопрос о минимальной плотности светового потока p'_m , требуемой для уверенного обнаружения на Земле светового отражения от Луны с помощью фотоэлементов, в предположении отсутствия постороннего света. К представлению о реальных значениях p'_m , достаточных для уверенной регистрации, можно прийти различными путями. По данным Стромгрина (Lehrbuch der Experim. Physik т. XXVI, стр. 914, 1937), астроном Смит в Обсерватории Маунт-Вильсон обнаружил с помощью телескопа диаметром в 150 см и фотоэлемента звёзды 14-ой величины. Звезда 14-ой величины создаёт на Земле освещённость в $1,3 \cdot 10^{-12}$ люкс или, иначе говоря, для регистрации достаточно иметь $p'_m = 2 \cdot 10^{-15} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2}$. С другой стороны, чувствительность современных фотоэлементов (см., например, ⁶) доходит до $2 \cdot 10^{-11}$ лм или $3 \cdot 10^{-14} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2}$, что при рабочей площади фотоэле-

мента в 3 см^2 соответствует плотности светового потока $p_0 = 10^{-10} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2}$. Если обозначить через g коэффициент концентрации света, приходящего после отражения, то при $g = 5 \cdot 10^4$ мы придём к тому же значению $p'_m = 2 \cdot 10^{-15} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2}$, что и выше. Для оценки общей мощности светового импульса, посылаемого с Земли, необходимой для получения на Земле заметного отражения от Луны, мы будем исходить из значения $p_0 = 10^{-10} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2}$. Подставляя в формулу (16), которая теперь примет вид:

$$W = \frac{\pi}{c^3} \frac{D^3 R}{c} \frac{\Omega}{\Omega_0} \frac{10^{-10}}{g}, \quad (16_3)$$

численные значения D , R и c , а также для $\frac{1}{c^3}$, которое для света можно положить равным 35, имеем:

$$W = 9,6 \cdot 10^3 \cdot \frac{1}{g} \frac{\Omega}{\Omega_0} \text{ килоджоуля.}$$

При различных предположениях относительно g и $\frac{\Omega}{\Omega_0}$ это даёт следующую таблицу относительно W :

Т а б л и ц а 3
Значения W в джоулях

$g \backslash \frac{\Omega}{\Omega_0}$	1	0,1
10^4	960	96
10^5	96	9,6

Отсюда, полагая продолжительность импульса $\Delta\tau = 10^{-4} \text{ сек}$, получаем для P таблицу 4

Т а б л и ц а 4
 P в киловаттах

$g \backslash \frac{\Omega}{\Omega_0}$	1	0,1
10^4	9600	960
10^5	960	96

К величинам тех же порядков для W мы приходим, исходя из формулы (17₂) и предполагая, что для уверенного обнаружения светового эхо от Луны достаточно иметь плотность W'_m всей энергии импульса, попадающей обратно на Землю после отражения, равной 200 фотонов на квадратный метр. Так как для видимого света $h\nu = 4 \cdot 10^{-19}$ джоуля, то $200 h\nu = 8 \cdot 10^{-17}$ дж/м². Подставляя это значение в (17₂), получаем для W при $\frac{\Omega}{\Omega_0} = 1$:

$$\begin{aligned} W &= 13,2 \cdot 10^2 \text{ джоуль} \\ P &= 13 \text{ 200 киловатт.} \end{aligned}$$

Как известно, при конденсированном мощном искровом разряде выделяемая в искре энергия измеряется тысячами и десятками тысяч джоулей, а мощность может достигать сотен тысяч киловатт^{8,9,10}. Примерно, такие же мощности получаются и при импульсном распылении проволок. Если даже предположить, что световая отдача при этом составит только $3-4\%$ от всей мощности, то и тогда при 10^5 кВт мы будем иметь $3-4$ тысячи кВт световой энергии. Таким образом, как видно из приведённых выше численных данных, при осуществимых для света концентрациях как излучаемой мощности в очень узкий пучок ($\frac{\Omega}{\Omega_0} \leq 0,1$), так и отражённой мощности с возможно большей площади ($3-4 \text{ м}^2$) действительно можно получить отражённую от Луны мощность световых волн, достаточную для приёма их с помощью фотоэлементов. Однако, здесь в отличие от случая применения радиоволн, когда чувствительность приёма ограничивается в основном лишь собственными «шумами» радиоаппаратуры, задача приёма отражённых от Луны световых волн осложняется тем, что отражённый световой импульс должен быть выделен на фоне отражённого от Луны солнечного света. Так как освещённость, создаваемая Луной на Земле, равна во время полнолуния 0,2 люкса, т. е. $3 \cdot 10^{-4} \text{ ватт/м}^2$, то, например, при $p'_m = 10^{-14} \frac{\text{вт}}{\text{м}^2}$ отражённый свет импульса будет составлять лишь около $3 \cdot 10^{-11}$ от постоянного лунного света и, казалось бы, уверенное обнаружение его должно быть сопряжено с огромными трудностями или даже просто невозможно. Однако, в действительности положение не так уже безнадежно. Дело в том, что, во-первых, опыт можно поставить во время полного лунного затмения, на что было указано во время дискуссии Н. Я. Богуславской, когда освещённость от Луны ослабевает в десятки тысяч раз и даже больше*). С другой стороны, ввиду сравнительной неизменности лунного света, его действие можно в

*) Я приношу свою благодарность А. В. Маркову за сообщение о том, что согласно его измерениям освещённость от Луны во время полного лунного затмения 8-го февраля 1925 г. упала по сравнению с освещённостью вне затмения в $4,5 \cdot 10^5$ раз. Этот результат был получен после вычитания из яркостей, измеренных на Луне, яркости фона ночного неба.

значительной мере компенсировать так, что освещённость от отражённого импульса можно будет сравнивать не с полной освещённостью от Луны, а лишь с флуктуациями её. Необходимо также иметь в виду, что световую энергию импульса нужно сравнивать с энергией лунного света, падающей не в течение секунды, а лишь за время длительности импульса. Иными словами, сравнение нужно производить с той энергией, которая попадёт на фотозаэлемент, если перед ним будет помещён обтюратор, открывающийся лишь на время прихода отражённого импульса. Следует заметить, что эффективное применение метода обтюратора существенно облегчается тем обстоятельством, что расстояние до Луны может быть заранее вычислено с точностью до немногих десятков километров. Если принять, что освещённость от Луны во время полного лунного затмения ослабевает в 10^5 раз, далее, что действие остающегося постоянного фона можно будет скомпенсировать в 10^3 — 10^4 раз и что длительность импульса равна 10^{-4} сек, а время открытия обтюратора 10^{-3} сек, то мы получим для светового потока от Луны вместо $3 \cdot 10^{-4}$ ватт/м² только $3 \cdot 10^{-15}$ ватт/м², т. е. величину меньше ожидаемого светового потока отражённого от Луны импульса.

Весьма эффективным средством для выделения отражённого от Луны светового импульса на фоне лунного света представляется также применение вместо «белых» «цветных» импульсов, содержащих лишь несколько отдельных линий спектра, как это, например, имеет место при конденсированном искровом разряде в парах ртути. В этом случае спектральное разложение отражённого импульса может существенно помочь выделению его из сплошного светового фона. Кроме того, большую помощь при выделении отражённого от Луны светового импульса может оказать использование электрического резонанса для выделения на фоне постоянного тока, создаваемого освещением Луны, переменного тока, получаемого, например, при посылке N раз в секунду равноотстоящих друг от друга импульсов. Так как время пробега импульса до Луны и обратно длится около 2,5 сек, то мы должны иметь чередование интервалов передачи и приёма, продолжительность которых должна быть равна этому времени пробега. Есть основание думать, что использование указанных выше средств в той или иной комбинации позволит разрешить задачу приёма отражённых от Луны световых волн, по крайней мере, во время полного лунного затмения.

В заключение, я позволю себе сделать следующее замечание. Как всем хорошо известно из опубликованных по радио и в печати сообщений, взрыв атомной бомбы сопровождается вспышкой света гигантской интенсивности, во много раз превосходящей силу света солнца. Поэтому представлялось бы чрезвычайно интересным провести наблюдения за Луной во время взрывов атомных бомб, которые, вероятно, будут производиться с научными целями. Разумеется, что для этих наблюдений должны быть выбраны соответствующие пункты и подходящее время.

ЛИТЕРАТУРА

1. Science News Letter, 2 February, 1946.
 2. П. Н. Тверской, Курс Геофизики, 1936, стр. 477 — 478.
 3. John H. De Witt, Radiocraft, pp. 464, 501, April, 1946.
 4. Tom Gootée. Radio News, p. 25, April, 1946.
 5. Jack Mofenson, Electronics, p. 43, April, 1946.
 6. Н. С. Хлебников, Электронные умножители, УФН XXIV, в. 3, стр. 370, 1940.
 7. Л. А. Кубецкий, Изв. АН СССР, Серия Физ. VIII, № 6, стр. 357 — 365, 1944.
 8. А. Бабушкин, Спектроскопия мощных разрядов, Изв. АН СССР, Серия Физ. IX, № 3, 1945.
 9. К. С. Вульфсон, Об импульсном разряде в инертных газах, Изв. АН СССР, Серия Физ. IX, стр. 239, 1945.
 10. И. С. Стекольников, Сверхмощный генератор импульсных токов, Электричество, № 3, стр. 81, 1946.
-