

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

РАДИОТЕХНИКА
И
ЭЛЕКТРОНИКА

Том VIII

(Отдельный оттиск)

6

МОСКВА • 1963

К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ ИОНОСФЕРЫ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ РАКЕТ*

*Г. Л. Гдалевич, К. И. Грингауз, В. А. Рудakov,
С. М. Рытов*

Излагаются некоторые соображения, относящиеся к возможности вычисления погрешностей, вносимых ионосферой при определении радиометодами координат и скорости космических ракет. Приводятся выражения для этих погрешностей в зависимости от параметров ионосферы и обсуждается возможность аппроксимации реального высотного распределения электронной концентрации для целей вычисления рассматриваемых погрешностей.

ВВЕДЕНИЕ

На XI Международном астронавтическом конгрессе в Стокгольме в докладе Малена и Вудса указывалось, что погрешности, вносимые ионосферой в определение координат космического объекта радиометодами, могут быть сделаны весьма малыми при помощи одного из следующих способов: 1) применением весьма высоких частот; 2) одновременным приемом нескольких частот; 3) внесением поправок, учитывающих состояние ионосферы [1].

Хотя первые два способа, очевидно, предпочтительны, тем не менее рассмотрение вопросов, связанных с погрешностями, вносимыми в радиозамеры координат и скорости космических объектов, и с возможностями внесения соответствующих поправок, заслуживает внимания по следующим причинам. По мере увеличения точности аппаратуры, при помощи которой ведутся эти измерения, относительный вес ошибок, возникающих при распространении радиоволн, будет возрастать. Кроме того, не исключено, что астронавтике придется иметь дело с измерениями, производимыми с какой-либо планеты, обладающей ионосферой с существенно большими электронными концентрациями, чем ионосфера Земли, при которых применение достаточно высоких для земных условий частот радиоволн не сделает погрешности определения координат достаточно малыми.

Интерес к вопросам, связанным с ионосферными погрешностями, подтверждается публикацией в последние годы нескольких статей, относящихся к этому вопросу, например Мишлмана (1958 г.) [2], Вайсброда и Андерсона (1959 г.) [3], Келсо (1960 г.) [4], Лоузана (1962 г.) [5].

Полное рассмотрение проблемы ионосферных погрешностей измерения радиометодами координат и скорости космических объектов должно было бы включать в себя не только теорию этих погрешностей, учитывающую влияние неоднородностей электронной концентрации n_e и ее изменчивости во времени. Оно должно было бы также включать в себя полный обзор имеющихся сведений о структуре ионосферы и ее изменениях, рассмотрение различных способов аналитических аппроксимаций реальных прост-

* Доклад, прочитанный на XIII Международном астронавтическом конгрессе в Варне сентябрь, 1962 г.

ранственных распределений n_e , оценку степени точности таких аппроксимаций и возможности их использования в теоретических выражениях для ионосферных погрешностей измерения координат. В связи с этой проблемой следовало бы также рассмотреть возможности быстрого определения состояния ионосферы по всей ее высоте и, наконец, способы использования результатов такого определения для вычисления ионосферных погрешностей.

В настоящей работе нет подобного полного рассмотрения. В ней освещены лишь некоторые детали проблемы.

Приводя выражения для вносимых ионосферой погрешностей радиоизмерений координат и радиальной скорости, мы применим их к случаю космической ракеты, находящейся за пределами ионосферы; ошибки, вносимые тропосферой и межпланетной плазмой, при этом не учитываются.

В связи с необходимостью быстрого определения реального высотного распределения электронной концентрации $n_e(h)$ приводятся данные о сравнении одновременно полученных результатов ракетных измерений и измерений, проведенных при помощи ионосферной станции.

1. ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ИОНОСФЕРНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ РАДИОИЗМЕРЕНИЙ ДАЛЬНОСТИ, УГЛА МЕСТА И СКОРОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Введем сферическую систему координат с началом в точке наблюдения (рис. 1). Тогда координаты точки луча A будут r, θ, φ . Угол места $\beta = \frac{\pi}{2} - \theta$ и наклонная дальность R задают истинное положение космического объекта, расположенного в плоскости $\varphi = 0$. Требуется найти

а) рефракцию в горизонтальной и вертикальной плоскостях

$$\Delta\beta = (\beta_{из} - \beta)_{r=0},$$

где $\beta_{из}$ — измеренный угол места; β — истинный;

$$\Delta\varphi = \varphi_{из},$$

где $\varphi_{из}$ — измеренный азимут;

б) ошибку в дальности, определенной фазовым методом,

$$\Delta R_{фаз} = R_{фаз} - R = \int_0^R n dr - R,$$

где интегрирование ведется вдоль луча; n — показатель преломления;

в) ошибку в дальности, определенной импульсным методом:

$$\Delta R_{имп} = R_{имп} - R = \int_0^R c \frac{dr}{v_{гр}} - R = \int_0^R \frac{dr}{\frac{\partial f}{\partial(nf)}} - R,$$

где c — скорость света в вакууме; $v_{гр}$ — групповая скорость распространения радиоволн; f — частота используемых колебаний.

Рассмотрение ведется в приближении геометрической оптики для радиоволн с частотами $f \geq 5 \cdot 10^7$ гц, при которых квадрат показателя преломления с достаточной точностью может быть выражен как

$$n^2 = 1 - 8,08 \cdot 10^7 \frac{n_e}{f^2}, \quad (1)$$

где n_e — концентрация электронов ($см^{-3}$); f — частота в герцах.

Поскольку в рассматриваемом диапазоне длин волн величина $1 - n^2$ не превосходит 0,1 при максимальных наблюдаемых электронных концен-

трациях в ионосфере, можно перейти от общих рефракционных формул, в которых интегрирование производится вдоль луча, к методу возмущений, приняв за нулевое приближение траекторию луча в однородной среде с показателем преломления $n = 1$, т. е. истинное направление на объект.

Учитывая, что углы $\Delta\beta$ и $\Delta\varphi$ не ниже первого порядка малости относительно $1 - n^2$, можно написать разложение

$$n^2 = 1 + \alpha(r, \theta, \varphi) = 1 + \alpha_0 + \gamma\Delta\beta + \delta\Delta\varphi + \varepsilon\Delta\beta^2 + \xi\Delta\beta\Delta\varphi + \eta\Delta\varphi^2 + \dots,$$

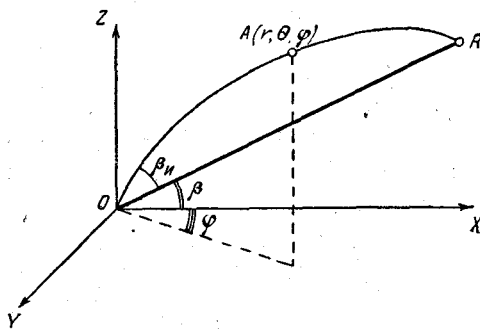


Рис. 1

где

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \alpha(r, \theta, 0); \\ \gamma &= \left[\frac{\partial(1-n^2)}{\partial\theta} \right]_0; \\ \delta &= \left[\frac{\partial(1-n^2)}{\partial\varphi} \right]_0; \\ \varepsilon &= \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2(1-n^2)}{\partial\theta^2} \right]_0; \\ \xi &= \left[\frac{\partial^2(1-n^2)}{\partial\theta\partial\varphi} \right]_0; \\ \eta &= \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2(1-n^2)}{\partial\varphi^2} \right]_0; \end{aligned}$$

Индекс нуль означает, что соответствующая величина рассматривается как функция r на истинном направлении.

Найдем траекторию луча, интегрируя дифференциальное уравнение луча:

$$\frac{dr}{\partial\psi} = \frac{rd\theta}{1 \partial\psi} = \frac{r \sin\theta d\varphi}{1 \partial\psi}, \quad (2)$$

в котором $\psi(r, \theta, \varphi)$ характеризует собой фазу волны, функция $\psi(r, \theta, \varphi)$ находится из решения уравнения эйконала

$$(\nabla\psi)^2 = n^2. \quad (3)$$

Решение можно искать в виде ряда по степеням $1 - n^2$, имея в виду, что в нулевом приближении $\psi_0 = r$:

$$\psi(r, \theta, \varphi) = r + \psi_1(r, \theta, \varphi) + \psi_2(r, \theta, \varphi) + \dots,$$

причем

$$\psi_m(0, \theta, \varphi) = 0, \quad m = 1, 2, \dots$$

Подставив разложения для n^2 и $\psi(r, \theta, \varphi)$ в (3), получаем уравнения последовательных приближений, которые легко интегрируются. В результате мы имеем выражение с точностью до желаемого порядка относительно $1 - n^2$. Затем, определив из (2) траекторию луча в первом приближении, т. е. через ψ_1 , можно снова подставить полученные выражения для $\Delta\beta$ и $\Delta\varphi$ в уравнение (2), но написанное уже с точностью до следующего порядка малости, проинтегрировать еще раз и получить поправки второго порядка. Таким путем можно с любой требуемой точностью вычислить интересные нас величины.

Приведем полученные для интересных нас величин результаты первого приближения.

а) Выражение для ионосферной погрешности измерения дальности

$$\Delta R_{\text{фаз}} = - \Delta R_{\text{имп}} = - \frac{4,04 \cdot 10^7}{f^2} \int_0^R n_e dr, \quad (4)$$

где f — частота в герцах; $n_e = n_e\left(r, \frac{\pi}{2} - \beta, 0, t\right)$ — концентрация свободных электронов (см^{-3}).

б) Выражение для ионосферной погрешности измерения угла места

$$\Delta\beta = \frac{4,04 \cdot 10^7}{f^2} \int_0^R \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right) \frac{\partial n_e}{\partial \beta} dr. \quad (5)$$

в) Выражение для ионосферной погрешности измерения азимута

$$\Delta\varphi = -\frac{2,02 \cdot 10^7}{f^2 \cos \beta} \int_0^R \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right) \frac{\partial n_e}{\partial \varphi} dr. \quad (6)$$

г) Ионосферная ошибка измерения радиальной скорости

$$\Delta\dot{R} = \frac{4,04 \cdot 10^7}{f^2} \left[n'_e \dot{R} + \int_0^R \frac{\partial n_e}{\partial t} dr \right], \quad (7)$$

где n'_e — концентрация электронов (см^{-3}) в месте нахождения объекта; \dot{R} — его радиальная скорость.

Выражения (4) — (7) применимы при любых достаточно плавных пространственных распределениях электронной концентрации в ионосфере. Так как эти выражения выведены в приближении геометрической оптики, то при их помощи можно рассматривать лишь такие неоднородности, линейные размеры которых a удовлетворяют условию $a \gg \sqrt{\lambda r}$ (λ — длина волны).

Это условие конечно всегда выполнено, если речь идет о средней электронной концентрации, без учета локальных неоднородностей.

Во многих случаях это среднее распределение практически считается сферически симметричным (особенно в связи с отсутствием надежных данных о размерах горизонтальных неоднородностей и величинах горизонтальных градиентов на различных высотах).

При этом выражение для вносимых ионосферой погрешностей радиоизмерений угла места приобретает вид

$$\Delta\beta = \frac{4,04 \cdot 10^7}{f^2} \int_0^R \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R}\right) \frac{\partial R_0}{\partial \beta} \frac{\partial n_e}{\partial h} dr, \quad (8)$$

где R_0 — расстояние от центра Земли до объекта; h — высота объекта над Землей.

Для погрешности измерений радиальной скорости в случае, если ракета находится в межпланетном пространстве на столь большом удалении, что можно считать угловую скорость ракеты равной по величине угловой скорости суточного вращения Земли, при измерении скорости по эффекту Доплера получаем из (7)

$$\Delta\dot{R} = \frac{2,02 \cdot 10^7}{f^2} \frac{1 + m^2}{m^2} \left[n'_e \dot{R} + \rho \beta \cos \beta \times \right. \\ \left. \times \int_0^{R_0} \frac{\partial n_e}{\partial h} \left(1 - \frac{\rho \sin \beta}{\sqrt{R_0^2 - \rho^2 \cos^2 \beta}} \right) dh + \int_0^R \frac{\partial n_e}{\partial t} dr \right], \quad (9)$$

где m — отношение частоты запроса к частоте ответа; ρ — радиус Земли; β — угловая скорость вращения Земли.

2. О ВОЗМОЖНОСТЯХ УЧЕТА ИОНОСФЕРНЫХ ПОГРЕШНОСТЕЙ

Как видно из приведенных выше формул (4) — (7), для того чтобы в измеренные радиометодами значения координат и радиальной скорости космической ракеты внести поправки, учитывающие ионосферные погрешно-

сти, необходимо знать структуру ионосферы и происходящие в ней в момент измерения процессы (рассмотрение способа исключения ионосферных погрешностей, основанного на одновременных измерениях при помощи радиоволн нескольких частот выходит за рамки настоящей статьи). Так, для определения ΔR необходимо знание интегральной электронной концентрации вдоль проходящего через ионосферу участка луча, соединяющего наблюдателя и ракету; для определения угловых поправок необходимо знать поперечные градиенты n_e на указанном участке луча, а для поправок к измеренной радиальной скорости сверх того нужно знать

скорость изменения интегральной электронной концентрации.

Любая попытка вычислить подобные поправки приводит к необходимости идеализации реальной структуры ионосферы, ибо не существует средств, позволяющих узнать мгновенное пространственное распределение n_e по всей влияющей на измерения области ионосферы. Как указывалось выше, из-за отсутствия надежных данных о горизонтальных градиентах n_e и размерах неоднородностей, обычно приходится использовать предположение о сферической симметрии ионосферы; при этом основной трудностью является определение вертикального распределения n_e .

Известно, что n_e в ионосфере сильно меняется во времени. Для иллюстрации зависимости вертикального распределения n_e от фазы цикла

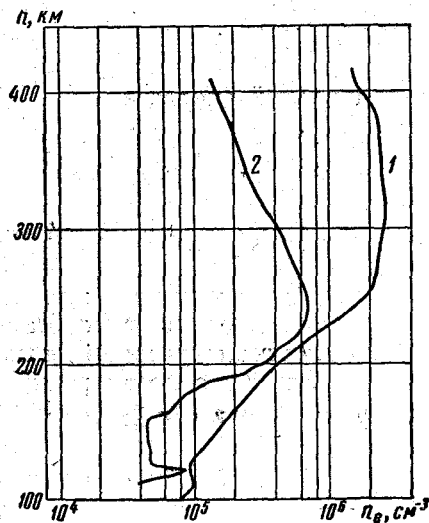


Рис. 2

солнечной деятельности можно использовать кривые $n_e(h)$, приведенные на рис. 2. Оба распределения получены методом УКВ-дисперсионного интерферометра (Грингауз и Рудаков [6]) во время вертикальных пусков геофизических ракет АН-СССР над одним и тем же географическим пунктом в одно и то же время года (осенью) и время суток (днем). Кривая 1 получена 31 X 1958 г. в 15 час 54 мин, а кривая 2 — 15 XI 1961 г. в 15 час 00 мин.

Было бы удобно вычислять рассматриваемые поправки, если бы высотный ход n_e в ионосфере во всех случаях описывался некоторым достаточно простым аналитическим выражением, параметры которого определялись бы по результатам каких-либо легко осуществимых измерений (например, по текущим данным ионосферных станций).

Однако наши попытки описать подобным образом высотные распределения n_e , экспериментально полученные различными авторами в течение последних пяти лет (опубликованные в статьях Грингауза [7, 12], Альперта и др. [18], Бернинга [9], Нисбета [10], Джексона и Бауэра [11], Поупа [13], Боулса [14]), т. е. найти для них общую аналитическую аппроксимацию, не увенчались успехом. В числе законов изменений n_e с высотой, при помощи которых мы пытались аппроксимировать указанные экспериментальные результаты, было сочетание параболы (для части ионосферы, лежащей ниже максимума слоя F) с экспонентой (для остальной части ионосферы).

Возможно, что неудача этих попыток найти общую для всех экспериментальных кривых аппроксимацию частично связана с тем, что эксперименты проводились различными методами и не во всех случаях погрешности результатов измерений оценены должным образом.

Необходимо, однако, иметь в виду следующее.

Согласно полученным в последние годы результатам ионосфера Земли отчетливо расслоена по химическому составу ионов. Опыты по прямому определению спектра масс ионов на третьем советском спутнике Земли (Истомин [15]) показали, что на высотах 300—1000 км более 90% ионов являются ионами атомарного кислорода; согласные с этим результаты получены при помощи ионных ловушек на том же спутнике (Грингауз [16]).

Из результатов, полученных при помощи ловушек заряженных частиц на первых советских космических ракетах, были сделаны выводы, что на высотах более 2000 км (до высот 15 000—20 000 км) преобладают ионы водорода (Грингауз и др. [17, 18]). Наконец, наблюдения эмиссии гелия в спектре ночного неба (Шефов [19]), соображения, основанные, в значительной части, на анализе наблюдавшегося торможения спутников (Николе [20]), и данные ионных ловушек на высотной ракете «Скаут ST-7» (Хансон [21]) и спутнике «Эксплорер-8» (Бордо и др. [22]) привели к выводу о существовании между кислородной и водородной областями ионосферы гелиевой области.

В ряде указанных работ ([17, 12, 11, 21, 22]) авторы по существу исходят из предположения о том, что в каждой из областей ионосферы с однородным химическим составом ионов вертикальное распределение ионной концентрации может быть, так же как и распределение нейтральных частиц, описано барометрической формулой.

Это предположение не является очевидным и ни в одной из этих статей строго не обосновывается (так, например, нигде не анализируется возможное отличие высотного распределения ионов от распределения нейтральных частиц за счет воздействия на ионы магнитного поля); вместе с тем оно является довольно естественным. Если исходить из этого предположения, то, начиная с высот $h \approx 300$ км, распределение $n_e(h)$ должно представлять собой линейную комбинацию нескольких экспоненциальных кривых с различными показателями. Возможно, что накопление экспериментальных данных о внешней ионосфере и сопоставление их с одновременными данными, относящимися к нижней части ионосферы, позволит в будущем правильно строить распределение электронной концентрации во всей толще ионосферы, основываясь на измерениях, проведенных ниже максимума слоя F .

В связи с этим представляет некоторый интерес вопрос о возможности надежного определения зависимостей $n_e(h)$ по данным высотно-частотных характеристик, полученным на ионосферных станциях. С этой целью Грингауз и Гдалевич [23] провели сопоставление распределений $n_e(h)$, рассчитанных по высотно-частотным характеристикам методом Шинна — Келсо, с зависимостями $n_e(h)$, одновременно полученными дисперсионным методом при помощи вертикально запускаемых геофизических ракет АН СССР. Ионосферная станция была расположена вблизи стартовой площадки. На рис. 3 показаны результаты расчетов (значками \circ — по пяти точкам, \times — по десяти) по данным высотно-частотной характеристики, полученной во время пуска ракеты 31 X 1958 г.; сплошная кривая — результат измерений дисперсионным интерферометром.

Из рис. 3 видно, что результаты расчетов, проведенных по данным ионосферной станции, хорошо совпадают с результатами прямых изме-

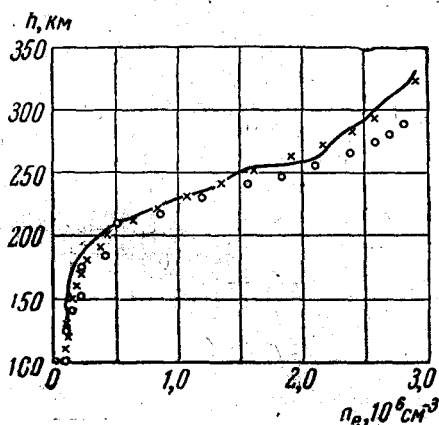


Рис. 3

рений $n_e(h)$. Таким образом, можно считать, что в настоящее время имеется надежный способ получения истинного распределения $n_e(h)$ на высотах до максимума слоя F' .

Однако сейчас до накопления достаточного количества экспериментальных данных о внешней ионосфере использовать результаты измерений ионосферных станций для построения аппроксимирующего распределения электронной концентрации по всей высоте ионосферы невозможно, и для вычисления рассматриваемых погрешностей измерений надо, по-видимому, использовать в каждом отдельном случае реальное высотное распределение n_e , соответствующее времени измерений.

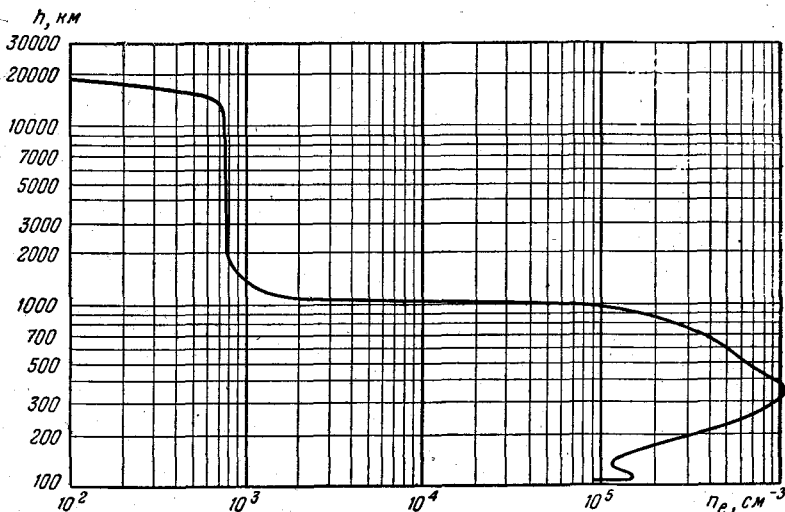


Рис. 4

Приведем пример количественных оценок ионосферных погрешностей определения радиометодами R , β , \dot{R} космической ракеты, находящейся за пределами ионосферы, при использовании радиоволн длиной $\lambda = 1$ м и распределении $n_e(h)$, показанном на рис. 4. Это примерный высотный

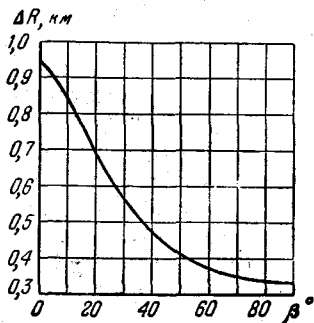


Рис. 5

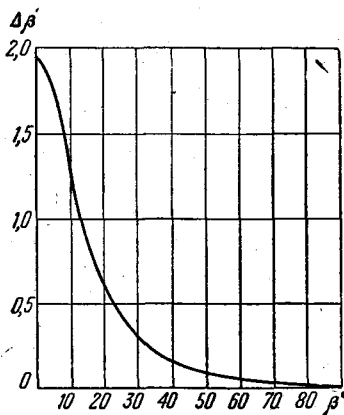


Рис. 6

ход n_e , соответствующий дневному времени в период, близкий к максимуму солнечной активности, основанный на данных прямых измерений. Результаты расчетов, проведенных по формулам (4) и (8), приведены на рис. 5 и 6 соответственно. Значения ΔR получены с учетом двойного пути радиоволн.

Оценку ошибки радионизмерений радиальной скорости космической ракеты, находящейся за пределами ионосферы, можно производить, пользуясь формулой (9). Если считать, что n_e не меняется во времени, т. е. пренебречь последним членом в (9), то при $\lambda = 1 \text{ м}$, $m = 1$ и $n_e(h)$, показанном на рис. 4, погрешность в определении скорости за счет вращения Земли при $\beta = 10^\circ$ составляет $3,3 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$, а при $\beta = 75^\circ = 0,13 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Следует заметить, что согласно [6] (Грингауз, Рудаков) величина $\int_0^H \frac{\partial n_e}{\partial t} dh$ при $H \approx 500 \text{ км}$ достигает $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$. Если принять эту величину за значение $\int_0^R \frac{\partial n_e}{\partial t} dr$, то погрешность в определении скорости

только за счет изменения n_e во времени согласно (9) составит $\Delta \dot{R} = 2 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$. Для всей толщи ионосферы и для малых углов места эта оценка должна быть, по-видимому, увеличена, и последний член в формуле (9) должен поэтому учитываться.

Следует отметить, что так как для вычисления величины ионосферной погрешности измерения дальности ΔR требуется знать лишь интегральную электронную концентрацию, то достаточные для этого данные могут быть получены при помощи измерений эффекта Фарадея при прохождении радиоволн во время локации Луны, подобных измерениям, впервые осуществленным Эвансом [24].

Особенно перспективным с точки зрения вычисления рассматриваемых ионосферных погрешностей является метод определения $n_e(h)$, основанный на использовании некогерентного рассеяния радиоволн свободными электронами, принципиально позволяющий быстро определять $n_e(h)$ по всей толще ионосферы (Гордон [25]).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. B. Mullen, C. R. Woods, XI International Astronautical Congress (Stockholm, 1960), Springer Verlag, Wien, 1961, p. 246.
2. G. H. Millman, Proc. I. R. E., 1958, 46, 8, 1492.
3. S. Weisbrod, L. J. Anderson, Proc. I. R. E., 1959, 47, 10, 1770.
4. J. M. Kelso, J. Geophys. Res., 1960, 65, 12, 3909.
5. R. W. Lowen, J. Geophys. Res., 1962, 67, 6, 2339.
6. К. И. Грингауз, В. А. Рудаков, Сб. Искусственные спутники Земли, вып. 6, Изд. АН СССР, 1961, 48.
7. К. И. Грингауз, Докл. АН СССР, 1958, 120, 6, 1234.
8. Я. Л. Альперт, Ф. Ф. Добрякова, Э. Ф. Чудесенко, Б. С. Шапиро, Успехи физ. наук, 1958, 65, 2, 161.
9. W. W. Berning, J. Geophys. Res., 1960, 65, 9, 2489.
10. J. S. Nisbet, J. Geophys. Res., 1960, 65, 9, 2597.
11. J. E. Jackson, S. J. Bauer, J. Geophys. Res., 1961, 66, 9, 3055.
12. K. I. Gringaus, Space Research II, North-Holland, Amsterdam, 1961, p. 539.
13. J. H. Pope, J. Geophys. Res., 1962, 67, 1, 412.
14. K. L. Bowles, Report on the III International Space Science Symposium, Washington, May 1962.
15. В. Г. Истомин, Сб. Искусственные спутники Земли, вып. 2, Изд. АН СССР, 1959, 32.
16. К. И. Грингауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров, Сб. Искусственные спутники Земли, вып. 6, Изд. АН СССР, 1961, 63.
17. К. И. Грингауз, В. Г. Курт, В. Н. Мороз, И. С. Шкловский, Докл. АН СССР, 1960, 132, 2, 1062.
18. K. I. Gringaus, Space Research II, North-Holland, Amsterdam, 1961, p. 574.
19. N. N. Shefov, Ann. geophys., 1961, 17, 395.
20. M. Nicolet, Space Research II, North-Holland, Amsterdam, 1961, p. 896.
21. W. V. Hanson, J. Geophys. Res., 1962, 67, 1, 183.
22. R. E. Bourdeau, E. C. Whipple, Jr, J. L. Donley, S. J. Bauer, J. Geophys. Res., 1962, 67, 2, 467.
23. К. И. Грингауз, Г. Л. Гдалевич, Сб. Искусственные спутники Земли, вып. 13, Изд. АН СССР, 1962, 89.
24. J. E. Evans, Proc. Phys. Soc. B, 1958, 69, 441B, 953.
25. W. E. Gordon, Proc. I. R. E., 1958, 46, 11, 1824.

Поступила в редакцию
15 XII 1962