1958 г. Январь *Т. LXIV, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

О МЕТОДЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЗЕМЛИ

Я. Л. Альперт

1. ВВЕДЕНИЕ

Опыты с помощью высоколетящих ракет, начатые в 1946—1947 гг., были событием весьма большой важности в науке о верхних слоях атмосферы. В настоящее время в связи с запуском спутников Земли открылось еще больше перспектив для этих исследований.

Часто эти опыты называют «прямыми» исследованиями верхней атмосферы. Однако принципиально невозможно прямым путем измерять параметры, характеризующие состояние и поведение какой-либо среды, если размеры приборов становятся значительно меньше длин свободного пробега частиц, из которых состоит эта среда. Вместе с тем измерения, проводимые непосредственно в среде, могут позволить достичь бо́льшей точности и надежности результатов и исследовать ряд свойств среды глубже, чем это позволяют косвенные опыты, в которых измерение некоторых величин вообще невозможно. В какой-то мере опыты с помощью высоколетящих ракет близки к лабораторным физическим экспериментам, в которых часто исследуемый объект и исследующий прибор находятся рядом и между ними отсутствует промежуточная среда с многообразием побочных явлений, усложняющих характер поведения измеряемых величин и создающих столь большие трудности в геофизике и астрофизике.

Естественно, что аналогичная ситуация имеет место, в частности, при исследованиях ионосферы. Использование для этой цели ракет привело к ряду новых результатов и, по-видимому, позволит при дальнейшем усовершенствовании методики исследований преодолеть некоторые трудности, которые наметились в последнем десятилетии в исследованиях ионосферы.

Остановимся бегло лишь на трех из возникающих здесь проблем, в решении которых опыты с помощью ракет или спутников Земли смогут сыграть большую роль.

Одной из основных задач экспериментального исследования ионосферы является изучение зависимости электронной концентрации N и эффективного числа соударений ν от высоты z. В настоящее время $N(z)$ изучено более или менее подробно лишь в некоторых ограниченных областях ионосферы, а значения ν известны весьма неточно лишь на некоторых фиксированных высотах. Вместе с тем без точного знания $N(z)$ и $\nu(z)$ фактически невозможно объяснить строение ионосферы и создать теорию ее образования; отсутствие сколько-нибудь удовлетворительных сведений о $\nu(z)$ является основным источником большинства недоразумений, возникающих при практических расчетах (например, радиосвязи), способствующих созданию множества, часто противоречивых, теорий поглощения радиоволн в ионосфере. В то же время исследование с помощью

ракет позволяет непосредственно определять $N(z)$, что уже осуществлено в ряде опытов [1, 2, 3], а также осуществить[1] измерения $\nu(z)$.

Другим важным вопросом является изучение характера и причин статистической нестационарности и неоднородности ионосферы [4, 5]. С аналогичными задачами сталкиваются при изучении плазменных колебаний так называемых магнитогидродинамических волн, турбулентных движений и т. п. Теория этих явлений еще очень мало развита. На современном ее уровне важно получить достаточно надежные и достоверные экспериментальные данные, которые позволили бы апробировать различные варианты теоретических расчетов. Это в свою очередь позволит постепенно прийти к правильному объяснению экспериментальных фактов. Трудности, возникающие в космической аэродинамике [6], при изучении ионосферы и ряда других плазменных образований в большой мере одинаковы.

Удачи в одной из этих областей могут способствовать пониманию явлений в другой. Поэтому интерес к подобным экспериментальным исследованиям становится более общим, и постановка таких опытов на ракетах или спутниках, летящих в ионосфере, приобретает все большее значение.

Наконец, наши сведения о балансе ионизации и микропроцессах в ионосфере весьма противоречивы. Различные величины, характеризующие эти процессы, как, например, коэффициент рекомбинации, сечение фотоионизации и т. п., получаемые из обработки результатов опытов и из теоретических расчетов, часто расходятся в $10^2 \div 10^3$ (!) и большее число раз.

При таком положении вещей трудно рассчитывать на возможность правильного понимания характера процесса ионизации и деионизации и построения теории образования различных слоев в ионосфере. Возникновению этих противоречий способствуют, в частности, неуверенные или неточные данные о распределении плотности нейтральных частиц выше 150—200 *км* и о химическом составе ионосферы, о зависимости температуры от высоты, об интенсивности и характере излучения Солнца, поступающего в различные области ионосферы, и т. п. Все эти задачи можно непосредственно решать с помощью ракет и спутников Земли (см., например, [7]). Подобные измерения, проводимые одновременно—в едином опыте, особенно ценны.

Таким образом, названное направление работ охватывает очень широкий круг вопросов. По ряду из них уже получены новые интересные результаты, [1, 2, 3, 7] и, естественно, что в настоящее время становятся актуальными обсуждение и выбор соответствующих методов исследований ионосферы с помощью искусственных спутников. Подобные опыты в ряде отношений будут отличаться от опытов с ракетами. Несмотря на бо́льшую их сложность, они имеют ряд существенных преимуществ перед опытами с ракетами. Естественно, что количество ракет, используемых для опытов, весьма невелико, и они запускаются в ограниченном числе пунктов. В то же время один спутник при продолжительности его жизни даже в несколько десятков дней и скорости полета вдоль траектории 8 *км/сек* пролетает над одним и тем же районом земной поверхности сотни раз. Далее, один и тот же вид наблюдений можно проводить во множестве пунктов земного шара (естественно, с одинаковым типом аппаратуры), что еще больше увеличивает и расширяет возможную программу наблюдений. Таким образом, даже один спутник позволит провести множество сеансов измерений. При этом появляется возможность быстрого получения данных о географической изменчивости измеряемых величин, т. е. о морфологии ионосферы.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ

Рассмотрим метод исследований ионосферы с помощью искусственного спутника Земли, эллиптическая орбита которого проходит в ближайшей к Земле своей части на высотах, лежащих в слое F_2 (250—300 *км*), и в апогее достигает высот $\sim$800—900 *км*, расположенных выше областей, где электронная концентрация F_2 имеет максимальные значения.

Скорость движения спутника по орбите v равна приблизительно 8 *км/сек*. Поэтому радиометод, адэкватный возникающей задаче, может основываться на использовании эффекта Допплера. В самом деле, для такого опыта целесообразно использовать частоты $f \sim (10^7 \div 10^8)$ *гц*, поэтому допплеровское смещение частоты даже в направлениях, составляющих угол $\varphi \sim 80 \div 85°$ с направлением движения излучателя, достигает значений $\Delta f \sim 100 \div 150$ *гц* и может регистрироваться с большой точностью.

Как известно, в условиях спокойной или даже слабо возмущенной ионосферы электронная концентрация является медленно изменяющейся функцией высоты, а зависимость ее от горизонтальных координат (x, y), обусловленная географической изменчивостью, столь медленна, что в окрестности точки наблюдения радиусом порядка 200—300 *км* ею можно пренебречь. Изменчивость же ионосферы, обусловленную мелкомасштабными неоднородностями, размеры которых изменяются от нескольких десятков до нескольких сотен метров, можно апроксимировать быстро изменяющейся по сравнению с $N(z)$ квазипериодической функцией, так что

$$N(x, z) \approx N(z) \left[1 + m \cos \frac{2\pi}{\Lambda} x \right]. \tag{1}$$

Величины Λ и m, характеризующие линейные размеры неоднородностей и отклонение электронной концентрации неоднородности от среднего значения N в окружающей среде, вообще говоря, могут медленно изменяться при изменении координат. Однако поскольку опыты[4] показывают, что $|m| \ll 1$ и распределение значений Λ имеет острый максимум (причем Λ значительно меньше расстояний, на которых заметны изменения $\frac{dN}{dz}$), то с достаточной степенью точности можно принять

$$m(z) = m \sim \text{const},$$

$$\Lambda(z) = \Lambda \sim \text{const}.$$

Из анализа результатов измерений, основанных на использовании эффекта Допплера, можно получить значения ряда параметров ионосферы, характеризующих над точкой наблюдения область протяженностью в горизонтальном направлении в несколько сотен километров (предполагается при этом, что каждый сеанс наблюдений длится 60—90 *сек*, так что за это время спутник пролетает расстояние около 250—300 *км*).

1. Непосредственно может быть измерено полное число электронов в столбе сечением 1 *см*^{2}, простирающемся от нижней границы ионосферы до высоты z_0 спутника в период прохождения его над точкой наблюдения, т. е.

$$N_{\text{п}}(z_0) = \int_0^{z_0} N dz. \tag{2}$$

При этом попутно определяется значение радиальной скорости спутника $\dot{r}_0$ в направлении на наблюдателя.

2. При некоторых условиях (в невозмущенной ионосфере) можно будет определять значение электронной концентрации на высоте прохождения спутника, т. е.

$$N_0 = N(z_0),$$

как среднее значение электронной концентрации в столбе высотой в несколько километров. Говоря о величине $N(z)$ в данной точке, обычно вообще имеют в виду среднее значение N в некоторой конечной области, поскольку зона, формирующая волну в удаленной точке наблюдения, всегда имеет размеры порядка первой зоны Френеля и, кроме того, при любом методе измерений происходит усреднение N по области, охватывающей достаточное число мелкомасштабных неоднородностей.

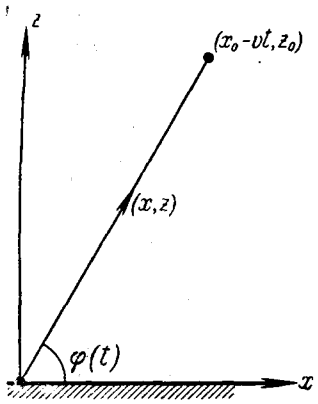

Рис. 1.

3. В ряде случаев можно будет также определять значения m_0 и Λ_0, т. е. величины, характеризующие флуктуации электронной плотности, и линейные размеры неоднородных образований вдоль траектории движения спутника.

Рассмотрим принципиальную схему описываемого опыта. У поверхности Земли (рис. 1) излучаются стабилизированные гармонические колебания с угловой частотой ω, для которых ионосфера практически прозрачна; таким образом, в пределах точности измерений можно принять, что всюду коэффициент преломления среды, равный

$$n \sim 1 - \frac{1}{2}\frac{4\pi N(z)\frac{e^2}{m}}{\omega^2} = 1 - \frac{aN(z)}{\omega^2}, \tag{3}$$

мало отличается от единицы ($a = \frac{2\pi e^2}{m}$, e и m—заряд и масса электрона соответственно). Эти колебания принимаются на спутнике, трансформируются в рациональном отношении, по крайней мере, в два колебания более низкой частоты ω_1 и ω_2, которые после соответствующего усиления излучаются. Значения ω_1 и ω_2 подбираются так, чтобы максимально ожидаемые значения n_1 и n_2 отличались на этих частотах от единицы на 10—15%.

В точке наблюдения колебания, излученные со спутника, соответственно пропорциональны

$$\sin[\omega_1 t - \Phi_1(t)] \text{ и } \sin[\omega_2 t - \Phi_2(t)], \tag{4}$$

т. е. представляют собой модулированные по фазе (и, следовательно, по частоте) волны. Здесь

$$\left.\begin{aligned} \Phi_1(t) &= k_1 \int_0^{r_0(t)} n_1(r)\,dr, \\ \Phi_2(t) &= k_2 \int_0^{r_0(t)} n_2(r)\,dr, \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

$$k_{1,2} = \frac{\omega_{1,2}e}{r}, \quad r_0 = \sqrt{z_0^2 + (x_0 - vt)^2}, \quad r = \frac{r_0}{z_0}z = \frac{z}{\sin\varphi(t)} = \frac{x}{\cos\varphi(t)}. \tag{6}$$

Колебания (4) принимаются в точке наблюдения и «смешиваются» соответственно с колебаниями $\sin\omega_1 t$ и $\sin\omega_2 t$, подводимыми непосред-

ственно к приемным каналам от наземного излучателя после соответствующей трансформации колебаний с частотой ω.

В результате на выходе приемного устройства получаются два колебания, пропорциональные

$$\sin[\Phi_1(t)] \text{ и } \sin[\Phi_2(t)], \tag{7}$$

мгновенные значения частот которых равны

$$\Delta\omega_1(t) = \dot{\Phi}_1(t) \text{ и } \Delta\omega_2(t) = \dot{\Phi}_2(t). \tag{8}$$

Колебания (7) регистрируются в каждый сеанс измерений при прохождении спутника над точкой наблюдений. В результате на выходе приемника получаются осциллограммы, на которых значения t, соответствующие

$$\sin[\Phi_1(t)] = 0 \text{ и } \sin[\Phi_2(t)] = 0,$$

т. е. точки пересечения графиков (7) с осью абсцисс, последовательно определяют «мгновенные» значения частот (8) и их изменчивость на протяжении опыта, т. е. зависимость $\dot{\Phi}_1(t)$ и $\dot{\Phi}_2(t)$ от положения спутника.

Анализ значений $\dot{\Phi}_1(t)$ и $\dot{\Phi}_2(t)$, естественно усредняемых по достаточному числу периодов колебаний, позволяет определить указанные выше параметры ионосферы. (Так, например, за 1 *сек*, т. е. при пролете спутником расстояния около 8 *км*, получается при различных его положениях от нескольких десятков до нескольких сотен мгновенных значений частоты $\omega_1(t)$ и $\omega_2(t)$.)

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Первоначально примем, что электронная концентрация зависит только от высоты z, не накладывая при этом ограничений на вид функции $N(z)$. Этот случай является достаточно общим, так как определяемые величины остаются такими же (они несколько сглаживаются, усредняются), как и в случае, когда модель ионосферы описывается выражением (1), так как в нем член $mN(z)\cos\frac{2\pi}{\Lambda}x$ дает лишь поправку к величине $N(z)$.

а) Случай, когда $N = N(z)$

Дифференцируя (5) по времени, получаем:

$$\dot{\Phi}_1(t) = k_1 n_0 \dot{r}_0 + k_1 \int_0^{r_0} \dot{n}_1\, dr. \tag{9}$$

Представляя в (9) значения n из (3), имеем:

$$\dot{\Phi}_1(t) = k_1 \dot{r}_0 - \frac{k_1 a}{\omega_1^2} N_0 \dot{r}_0 - \frac{k_1 a}{\omega_1^2} \int_0^{r_0} \dot{N}\, dr, \tag{10}$$

где $n_0 = n(r_0)$, $N_0 = N(z_0)$, $\dot{r}_0 = -v\cos\varphi$.

Нетрудно показать, что

$$\int_0^{r_0} \dot{N}\, dr = \int_0^{r_0} \frac{dN}{dz}\frac{dz}{dt}\, dr = -\frac{\dot{r}_0}{z_0}\int_0^{z_0}\left(z\frac{dN}{dz}\right) dz = -\dot{r}_0\left(N_0 - \frac{N_{\text{п}}}{z_0}\right), \tag{11}$$

так как из (6) следует, что

$$\dot{z} = r\cos\varphi\dot{\varphi} = -\frac{z}{r_0}\dot{r}_0.$$

Поэтому, подставляя (11) в (10), получаем

$$\dot{\Phi}_1 = k_1\dot{r}_0 - \frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{N_\text{п}}{z_0}\dot{r}_0 = k_1\left(1 - \frac{a}{\omega_1^2}\frac{N_\text{п}}{z_0}\right)\dot{r}_0, \tag{12}$$

и, комбинируя выражение (12) с аналогичным выражением для $\dot{\Phi}_2$, определяем через известные значения ω_1, ω_2, $\dot{\Phi}_1$, $\dot{\Phi}_2$, a и c величины

$$\dot{r}_0 = \frac{c\,(\omega_1\dot{\Phi}_1 - \omega_2\dot{\Phi}_2)}{\omega_1^2 - \omega_2^2} \tag{13}$$

и

$$\frac{N_\text{п}}{z_0} = \frac{\omega_1\omega_2\,(\omega_2\dot{\Phi}_1 - \omega_1\dot{\Phi}_2)}{a\,(\omega_1\dot{\Phi}_1 - \omega_2\dot{\Phi}_2)} = B(z_0)\ ^{*)}. \tag{14}$$

При выводе формул (13) и (14) не учитывалась сферичность Земли и сделаны два малосущественных пренебрежения. Во-первых, при вычислении интеграла (10) не принято во внимание, что коэффициент преломления зависит от самой величины $\dot{\Phi}_1$, так как, строго говоря,

$$n_1 \sim 1 - \frac{aN}{(\omega_1 + \dot{\Phi}_1)^2}.$$

Однако так как $\frac{\dot{\Phi}_1}{\omega_1} \lesssim 10^{-4}$, то можно величиной $\dot{\Phi}_1$ здесь пренебречь.

Во-вторых, при вычислении $\dot{z}$ пренебрегалось составляющей скорости спутника по z_0 (появляющейся вследствие того, что траектория движения эллиптична) **).

Величину электронной концентрации $N_0 = N(z_0)$ над точкой наблюдения можно теперь определить следующим образом. Из-за эллиптичности траектории спутника его высота будет изменяться за время каждого единичного сеанса наблюдений в среднем на 10 — 15 *км* (рис. 2) и соответственно с этим будет медленно изменяться величина $B(z_0)$. Поэтому, вычисляя

$$\frac{d}{dz_0}[z_0 B(z_0)] = \frac{d}{dz_0}\int_0^{z_0} N\,dz,$$

получаем формулу

$$N_0 = B(z_0) + z_0\frac{\partial B(z_0)}{\partial z_0} = \frac{dN_\text{п}}{dz_0}, \tag{15}$$

определяющую искомую величину N_0 по ходу кривой $B(z_0)$.

Естественно, что экспериментальная кривая $B(z_0)$ строится по значениям $\bar{\dot{\Phi}}_1$ и $\bar{\dot{\Phi}}_2$, усредненным за достаточно короткие отрезки времени по сравнению с длительностью сеанса наблюдений (например,

---

*) Если известно $\dot{r}_0$, то можно определить $N_\text{п}$, измеряя допплерову частоту $\dot{\Phi}$ только на одной частоте. При этом точность измерений существенно понижается.

**) Отметим здесь, что если учитывается $\dot{z}_0$, а это необходимо с увеличением φ, то для определения $N_\text{п}$ и $\dot{r}_0$ требуется проводить измерения на трех частотах.

за 1 *сек*) и достаточно длинным по сравнению с периодами $\frac{2\pi}{\dot{\Phi}_1}$ и $\frac{2\pi}{\dot{\Phi}_2}$, причем за время усреднения значения φ очень мало изменяются и колебания (7) оказываются почти периодическими, т. е.

$$\Phi_1(t) \sim (v\cos\varphi)\,t.$$

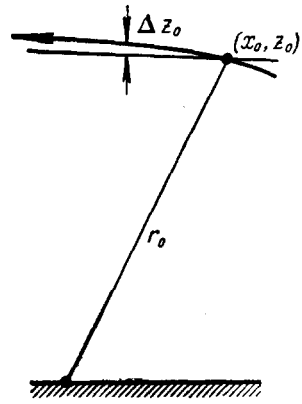

Рис. 2.

Само собой разумеется, что координаты спутника предполагаются известными. При этом требования к точности абсолютных их значений не должны быть высокими, относительное же изменение z_0 за время каждого «единичного» отсчета, необходимое для построения $B(z_0)$, можно рассчитать достаточно точно аналитически из уравнения движения спутника.

Следует также иметь в виду, что совокупность значений $B(z_0)$, по которым строится соответствующая кривая, получается фактически из измерений $B(z_0)$ для различных значений x. Поэтому на точность расчетов будет в некоторых случаях оказывать влияние непостоянство величины $N_{\text{п}}$, например широтная ее изменчивость, пропорциональная $\cos\vartheta$ (ϑ — зенитное расстояние Солнца); это обстоятельство, как показано ниже, необходимо учитывать при обработке экспериментальных данных с помощью формулы (15).

б) Случай, когда $N(x, z) = N(z)\left[1 + m\cos\frac{2\pi}{\Lambda}x\right]$

Подставляя теперь в (10) значение $N(x, z)$, после некоторых преобразований получаем:

$$\dot{\Phi}_1 = k_1\left(1 - \frac{a}{\omega_1^2}\frac{N_{\text{п}}}{z_0}\right)\dot{r}_0 - \frac{k_1 a}{\omega_1^2} m N_0 \dot{r}_0 \cos\frac{2\pi}{\Lambda}(x_0 - vt) -$$

$$-\frac{k_1 a}{\omega_1^2}\left\{m\int_0^{r_0}\frac{dN}{dz}\dot{z}\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x\right)dr - \frac{2\pi m}{\Lambda}\int_0^{r_0} N\dot{x}\sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x\right)dr\right\}. \qquad (16)$$

Учитывая далее, что $\frac{2\pi}{\Lambda}N \gg \frac{dN}{dz}$ и что при интересующих нас значениях φ имеет место $\dot{x} \gg \dot{z}$, можно привести окончательно (16) к виду

$$\dot{\Phi}_1 \approx \left(k_1 - \frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{N_{\text{п}}}{z_0}\right)\dot{r}_0 - \frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{N_0 m}{\cos^2\varphi}\dot{r}_0\cos\frac{2\pi}{\Lambda}(x_0 - vt). \qquad (17)$$

Анализ формулы (17) показывает, что мгновенные значения частоты содержат периодический член, так что с течением времени $\dot{\Phi}_1$ принимает последовательно максимальные и минимальные значения, а следовательно, регистрируемые колебания $\sin[\Phi_1(t)]$ имеют вид, представленный на рис. 3. При этом

$$\left.\begin{aligned}\dot{\Phi}_{1\,\text{макс}} &= -\left(k_1 - \frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{N_{\text{п}}}{z_0}\right)v\cos\varphi - \frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{mN_0}{\cos\varphi}v,\\ \dot{\Phi}_{1\,\text{мин}} &= -\left(k_1 - \frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{N_{\text{п}}}{z_0}\right)v\cos\varphi + \frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{mN_0}{\cos\varphi}v.\end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

Усредняя значения $\dot{\Phi}_1$ по достаточно большому числу периодов колебаний $\sin[\Phi_1(t)]$, но за отрезки времени, в течение которых φ

мало изменяется, можно, как и для рассмотренного выше случая, определить величины $\dot{r}_0$, $N_п$ и N_0 с помощью формул (13), (14), (15). Поправки, учитывающие влияние периодического члена (17), которые необходимо ввести в (13), (14), (15), малы до тех пор, пока $\frac{m}{\cos^2\varphi}$ не начинает быстро возрастать с приближением φ к $\frac{\pi}{2}$.

Усредняя затем значения $\dot{\Phi}_{1\,макс}$ и $\dot{\Phi}_{1\,мин}$, можно определить из (18) величину m, равную

$$m = \frac{c\omega_1 \cos\varphi\,(\dot{\Phi}_{1\,макс} - \dot{\Phi}_{1\,мин})}{2aN_0 v}. \tag{19}$$

Моменты времени t_n на осциллограмме между следующими друг за другом максимальными или минимальными значениями $\dot{\Phi}_1$, т. е.

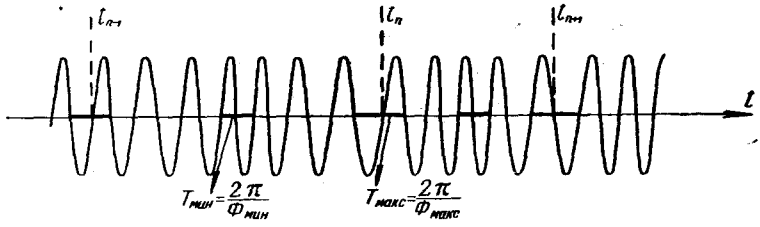

Рис. 3.

максимальными или минимальными периодами колебаний $\sin[\Phi_1(t)]$ (см. рис. 3), позволяют вычислить значения

$$\Lambda_n = v(t_{n+1} - t_n). \tag{20}$$

При этом даже, если m очень мало, по мере приближения φ к $\frac{\pi}{2}$ амплитуда периодического члена в (17) начинает сильно возрастать, в то время как первый член этой формулы убывает; соответственно с этим растет разность $(\dot{\Phi}_{1\,макс} - \dot{\Phi}_{1\,мин})$, определяющая m.

Остановимся здесь еще на одном вопросе.

Допустим, что из-за нестационарности процессов в ионосфере предполагаемая квазипериодичность изменения электронной концентрации не соблюдается, так что уравнение (17) принимает вид

$$\dot{\Phi}_1 = -\left(k_1 - \frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{N_п}{z_0}\right) v\cos\varphi + \frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{N_0 v}{\cos\varphi}\, m(t)\cos[2\pi F_0(t) - \theta(t) - \varphi_0], \tag{21}$$

где $m(t)$ и $\theta(t)$ — случайные функции, $\varphi_0 = \frac{2\pi x_0}{\Lambda_0}$ и $F_0 = \frac{v}{\Lambda_0}$ — центральная частота энергетического спектра $W(F)$ функции $m(t)\cos[2\pi F_0 t + \theta(t) + \varphi_0]$.

Результаты измерений размеров мелкомасштабных неоднородностей в ионосфере позволяют считать, что энергетический спектр этой функции достаточно узкий, симметричный и что его можно описать гауссовой функцией

$$W(F) = \frac{W_0}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_F} e^{-\frac{(F-F_0)^2}{2\sigma_F^2}}, \tag{22}$$

где

$$\sigma_F^2 = \overline{(F - F_0)^2}.$$

В этом случае значения $\dot{\Phi}_1$ распределены случайно и величины $\dot{r}_0$, $N_п$ и N_0, естественно, определяются непосредственно из средних значений $\overline{\dot{\Phi}_1}$ и $\overline{\dot{\Phi}_2}$.

Так как

$$\overline{\dot{\Phi}_1} = \left(k_1 - \frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{N_п}{z_0}\right)\dot{r}_0,$$

то среднеквадратичные значения $\overline{\dot{\Phi}_1^2}$ позволяют вычислить $\overline{m^2}$, равное

$$\frac{\overline{m^2}}{2} = \frac{\overline{\dot{\Phi}_1^2} - \left[\left(k_1 - \frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{N_п}{z_0}\dot{r}_0\right)\right]^2}{\left(\frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{N_0 \dot{r}_0}{\cos^2\varphi}\right)^2}; \tag{23}$$

при рэлеевском распределении, как известно,

$$\overline{m} = \sqrt{\frac{4}{\pi}\overline{m^2}}. \tag{23a}$$

Остается неясным, как определить в этом случае значение $\Lambda_0 = \frac{v}{F_0}$. Можно лишь показать (мы не останавливаемся здесь на этом выводе), что расчет коэффициента корреляции m позволяет получить значение σ_F^2.

4. НЕКОТОРЫЕ ОЦЕНКИ ИЗМЕРЯЕМЫХ ВЕЛИЧИН И ТОЧНОСТЕЙ ИХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Существенным моментом в описанном методе является правильный выбор частот ω_1 и ω_2, излучаемых со спутника, которые определяют чувствительность и точность измерений. Естественно, что оптимальные рабочие частоты зависят как от времени года, так и от расположения точек наблюдений. Поэтому при конструировании соответствующей аппаратуры следует предусматривать возможность настройки ее (перед пуском спутника) на частоты, обеспечивающие в период его полета наиболее эффективное использование установки.

Рассмотрим ожидаемые значения измеряемых величин и точности их определения при заданных параметрах ионосферы.

Допустим, что $N_п \sim 10^{13}$ и $N_0 \sim 10^6$. Такие значения наблюдаются, например, на средних широтах в полдень. Выбираем $f_1 \sim 3\cdot 10^7$ и $f_2 \sim 6\cdot 10^7$ *гц*. Тогда из (12) для $z_0 = 250$ *км* и $v = 8$ *км/сек*

$$\left.\begin{aligned} \Delta f_1 &= \frac{\dot{\Phi}_1}{2\pi} \sim 655\cos\varphi \text{ гц}, \\ \Delta f_2 &= \frac{\dot{\Phi}_2}{2\pi} \sim 1525\cos\varphi \text{ гц}, \end{aligned}\right\} \tag{24}$$

так что при изменении φ от 45 до 85° допплеровские частоты еще достаточно велики (они изменяются от многих сотен до нескольких десятков периодов) и мало зависят от высоты. За 1 *сек* полета спутника φ изменяется на доли градуса, т. е. Δf_1 и Δf_2 практически остаются постоянными.

Относительные погрешности определения величин $\dot{r}_0$ и $B(z_0)=\frac{N_п}{z_0}$, как нетрудно показать из (13) и (14), соответственно равны

$$\frac{\delta v}{v}=\frac{\delta\dot{r}_0}{\dot{r}_0}\frac{f_1|\delta(\Delta f_1)|+f_2|\delta(\Delta f_2)|}{f_1\Delta f_1-f_2\Delta f_2}, \tag{25}$$

$$\frac{\delta B(z_0)}{B(z_0)}=\frac{f_2|\delta(\Delta f_1)|+f_1|\delta(\Delta f_2)|}{f_2\Delta f_1-f_1\Delta f_2}+\frac{\delta\dot{r}_0}{\dot{r}_0}. \tag{26}$$

Так как $f_2=2f_1$ и $\Delta f_2\sim 2\Delta f_1$, то, как видно из формул (25) и (26), относительная погрешность $\frac{\delta v}{v}$ примерно пропорциональна $\frac{\delta(\Delta f_2)}{\Delta f_2}$ и может быть очень малой. Относительная же погрешность $\frac{\delta B(z_0)}{B(z_0)}=\frac{\delta N_п}{N_п}$ обратно пропорциональна разности двух величин, которые могут быть близкими друг к другу, так что $\frac{\delta B(z_0)}{B(z_0)}$, вообще говоря, может принимать большие значения. Для получения практически приемлемых точностей желательно максимально возможно разнести частоты f_2 и f_1. Если предположить, что при $f_2=2f_1$ точность измерений Δf_1 и Δf_2 порядка 10—20 *гц* (такие точности практически достижимы), то $\frac{\delta B(z_0)}{B(z_0)}\sim(10\div 40)\%$. Если же выбрать соотношение частот $f_2=3f_1$, то $\frac{\delta B(z_0)}{B(z_0)}\sim(6\div 25)\%$, т. е. погрешность уменьшается примерно в 1,5 раза. Дальнейшее увеличение f_2 нецелесообразно, поскольку при этом мало изменяется n. Погрешности можно существенно уменьшить, если не только увеличить $\frac{f_2}{f_1}$, но и уменьшить само значение f_1.

Ожидаемые в рассматриваемом примере значения $\frac{\Delta B(z_0)}{\Delta z_0}$, определяющие N_0, равны

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\Delta B(z_0)}{\Delta z_0}=\frac{N_0-B(z_0)}{z_0}\sim 2{,}4\cdot 10^3\ 1/км,\\&\frac{\Delta B(z_0)}{\frac{\Delta z_0}{B(z_0)}}\sim 6\cdot 10^{-3}\ 1/км.\end{aligned}\right\} \tag{27}$$

Оценим прежде всего, какова ожидаемая величина $\frac{\Delta B(z_0)}{B(z_0)}$, обусловленная широтным изменением $B(z_0)=\frac{N_п}{z_0}$. Так как $N_п=N_{п0}\cos\vartheta$, то в среднем при изменении горизонтального расстояния x на 1 *км* $d\vartheta\sim 1{,}6\cdot 10^{-4}$ и для $\vartheta=60°$ получаем:

$$\frac{1}{B(z_0)}\frac{\Delta B(z_0)}{\Delta z_0}\sim \operatorname{tg}\vartheta\frac{d\vartheta}{\Delta z_0}\sim 3\cdot 10^{-4}\ 1/км, \tag{28}$$

т. е. значение значительно меньшее, чем ожидаемый эффект (27), поэтому в рассматриваемом примере поправкой (28) можно пренебречь во всяком случае по сравнению с $\frac{\delta B(z_0)}{B(z_0)}$. Относительная же погрешность

$$\frac{\delta N_0}{N_0}=\frac{|\delta B(z_0)|+z_0\left|\delta\frac{\Delta B(z_0)}{\Delta z_0}\right|}{B(z_0)\left[1+\frac{z_0}{B(z_0)}\frac{\Delta B(z_0)}{\Delta z_0}\right]} \tag{29}$$

по порядку величины равна $\frac{\delta B(z_0)}{B(z_0)}$, т. е.

$$\frac{\delta N_0}{N_0} \sim \frac{\delta N_{\text{п}}}{N_{\text{п}}}.$$

Ожидаемые значения ($\dot{\Phi}_{1\,\text{макс}} - \dot{\Phi}_{1\,\text{мин}}$), характеризующие неоднородность ионосферы, могут достигать величин порядка $\dot{\Phi}_1$ при углах φ, приближающихся к $\frac{\pi}{2}$, и их погрешность будет порядка $\frac{\delta(\Delta f_1)}{\Delta f_1}$. Относительная же погрешность m, как нетрудно видеть из (19), будет равна

$$\frac{\delta m}{m} = \frac{|\delta(\Delta f_{1\,\text{макс}} - \Delta f_{1\,\text{мин}})|}{\Delta f_{1\,\text{макс}} - \Delta f_{1\,\text{мин}}} + \frac{|\delta N_0|}{N_0} + \frac{|\delta v|}{v}, \tag{30}$$

т. е. сумме погрешностей всех измеряемых величин, и приблизительно равна $\frac{\delta N_0}{N_0}$, превышающей, как мы видели, $\frac{\delta v}{v}$ и $\frac{\delta(\Delta f_1)}{\Delta f_1}$.

Отметим в заключение, что принимаемые в точке наблюдения колебания (при $\varphi \sim \text{const}$) имеют вид

$$\sin[\Phi_1(t)] \sim \sin[\Delta\omega_1 t - M\sin(2\pi F_0 t - \varphi_0)] =$$

$$= J_0(M)\sin\Delta\omega_1 t + \sum_1^\infty J_n(M)\{\sin(\Delta\omega_1 + n\Omega_0)t +$$

$$+ (-1)^n \sin(\Delta\omega_1 - n\Omega_0)t\}, \tag{31}$$

где

$$\left.\begin{aligned} \Delta\omega_1 &= k_1\left(1 - \frac{aN_{\text{п}}}{\omega_1^2 z_0}\right) v\cos\varphi, \\ M &= \frac{k_1 a}{\omega_1^2}\frac{N_0 m}{\cos\varphi}\frac{\Lambda_0}{2\pi}, \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

$$2\pi F_0 = \Omega_0 \sim 2\pi\cdot 30 \text{ гц}$$

и $J_n(M)$ — функции Бесселя n-го порядка.

Так как в рассматриваемом случае максимальное значение $M \sim 5 \div 6$, то в (31) еще заметно влияние членов J_7 и J_8 и ширина спектра колебаний (31) при $\Delta\omega_1 \sim 2\pi\cdot 10^3$ *гц* равна

$$1000 \pm 8F_0 \sim 760 \div 1240 \text{ гц}, \tag{33}$$

так что колебания (7) могут приниматься без искажений.

Следует также указать, что если для обеспечения надежных измерений на Земле излучаемых со спутника колебаний необходимо иметь в точке приема напряженность поля ~ 100 *мкв/м*, то соответственно при $r \sim 500$ *км* получаем, что излучаемые мощности (на используемых частотах) должны быть порядка

$$P_\varepsilon \sim \frac{E^2 r^2}{9\cdot 10^7} \sim 28 \text{ вт} \tag{34}$$

(здесь E выражено в *мкв/м* и r — в *км*).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренный выше метод исследований с помощью искусственного спутника Земли позволяет получить данные о параметрах ионосферы, знание которых имеет в настоящее время большое значение для изучения ее структуры и причин, вызывающих ряд наблюдаемых в ионосфере явлений. Соответствующие данные во всей их совокупности не могут быть получены современными средствами в таком чистом виде в едином опыте (как косвенном, так и «прямом»), поэтому эксперименты подобного типа (рассмотрен лишь один из возможных их вариантов) открывают большие возможности для исследований ионосферы.

Само собой разумеется, что в периоды активной возмущенности ионосферы или при наличии в ней крупномасштабных образований повышенной ионизации (например, спорадических слоев) трудно будет извлечь из данных измерений сведения обо всех указанных выше параметрах. Однако длительность этих нарушений изменяется обычно от нескольких минут до часа, максимально достигая нескольких дней, и, кроме того, они не наблюдаются одновременно над всей Землей. Поэтому такие возмущения вряд ли нарушат измерения в течение всего периода полета спутника, который летает длительное время, а при созданнии подходящих источников питания позволит производить наблюдения в течение нескольких недель. С другой стороны, данные, которые будут получаться во время этих нарушений, сопоставленные с результатами вертикального зондирования ионосферы, дадут новую и интересную информацию о характере и структуре возмущенности ионосферы.

Естественно, что любые опыты со спутниками, даже при максимально возможной простоте метода измерений, все же являются тонкими исследованиями. Однако для осуществления указанного опыта не требуются какие-либо специальные поисковые технические разработки. Возникающие измерительные и конструктивные задачи могут быть решены с помощью широко используемой в радиотехнике аппаратуры.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. N. Newell, High altitude rocket researchs, Academic Press, London, 1954.
2. Rocket exploration of the upper atmosphere, Pergamon Press, London, 1954.
3. Физика ионосферы и распространение радиоволн, Проблемы совр. физики, № 7, 1955.
4. Я. Л. Альперт, УФН 49, 49 (1953); 61, 423 (1957).
5. J. A. Ratcliffe, Reports on Progress in Physics 19, 188 (1956).
6. Проблемы космической аэродинамики. Изд. иностр. лит., 1953.
7. УФН 63, 1а, 1б (1957).