

*ИЗВЕСТИЯ
ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ*

РАДИОФИЗИКА

Том XI

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК

ИЗДАНИЕ ГОРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
1968

УДК 621.371.31 : 551.535.62

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОСФЕРЫ ПРИ ПОМОЩИ НАЗЕМНОГО ПРИЕМА РАДИОСИГНАЛОВ, ИЗЛУЧАЕМЫХ С КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

(обзор)

Г. Г. Гетманцев, К. И. Грингауз, Л. М. Ерухимов, Ю. А. Кравцов, Н. А. Митяков, Э. Е. Митякова, В. А. Рудаков, С. М. Рытов

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие экспериментальные исследования ионосферы позволили получить новые сведения, особенно о ранее недоступной для детального изучения области, расположенной выше главного максимума электронной концентрации (выше максимума области F ионосферы). Проведение этих исследований, заставивших во многом пересмотреть ранее существовавшие представления о структуре ионосферы, связано с возможностями, появившимися после пусков на высоты, превышающие 200—300 км, космических аппаратов (ракет и спутников), несущих научные приборы, в том числе радиопередатчики. В некоторых случаях эти передатчики специально предназначались для ионосферных исследований; однако даже изучение результатов регистрации излучаемых с ракет и спутников радиосигналов, не предназначенных специально для ионосферных экспериментов, дало ценную информацию о структуре ионосферы.

Целью настоящего обзора является сжатое изложение основных методов и результатов исследования одной из важнейших характеристик ионосферы—электронной концентрации при помощи приема на Земле радиоволн, излучаемых с ракет и спутников. Весьма ценные и важные результаты, относящиеся к структуре ионосферы, получены в последние годы при помощи летающих на спутниках ионосферных станций, осуществляющих радиозондирование ионосферы сверху (выше максимума области F), и других методов, связанных с измерениями на самих космических аппаратах. Во всех этих случаях информация о результатах экспериментов передается на Землю с космических аппаратов при помощи радиотелеметрических систем.

Описания опытов, требующих передачи данных при помощи радиотелеметрии, в настоящий обзор не включены, а их результаты используются лишь в отдельных случаях для сопоставления с данными, полученными из анализа характеристик принятых на Земле радиоволн, излучаемых со спутников и ракет.

Говоря о современных исследованиях ионосферы, надо иметь в виду, что одной из важнейших их характеристик является точность измерений. Если во время первых опытов во внешней ионосфере, когда сведения о ней почти отсутствовали, результаты измерений электронной концентрации, проведенных даже с малой точностью, представляли значительный интерес, то теперь, когда получено достаточно много до-

из пункта *A* радиоволны с частотой ω_1 (длина волны $\lambda_1 = 236$ м) попадали в пункт *B* как путем «земного» луча, так и путем «небесного» луча. В пункте *B* регистрировалась интенсивность принимаемого сигнала, который затем трансформировался в колебания с частотой $\omega_2 = \frac{2}{3} \omega_1$.

Радиоволны с частотой ω_2 излучались из пункта *B* и принимались в пункте *A*, где измерялась разность фаз колебаний с частотами ω_1 и ω_2 . Оба пункта были неподвижны, и измерения регистрируемой разности фаз отображали изменения оптической длины небесного луча. Одним из выводов, сделанных Папалекси в его статье об итогах эксперимента [2], был следующий: «Примененная интерференционная методика позволяет производить исследования тонких изменений, происходящих в ионосфере». Этот вывод оказался справедливым не только для конкретной, примененной в описанном опыте методики, но был также полностью подтвержден опытом радиоинтерференционных измерений, выполненных в ионосфере при помощи ракет в пятидесятых и шестидесятых годах [3-13].

В основу указанных измерений был положен предложенный Мандельштамом и Папалекси вариант фазового зонда, названный авторами «дисперсионным интерферометром» [1]. Блок-схема такого устройства в том виде, как она была описана авторами, изображена на рис. 1б. Из пункта *B* излучаются когерентные радиоволны с частотами ω_1 и ω_2 , которые принимаются в пункте *C*, где измеряется разность фаз принятых колебаний. Эта схема была рекомендована ее авторами для изучения диспергирующих сред. При неподвижных пунктах *B* и *C* можно определить изменения свойств (нестационарность) среды между

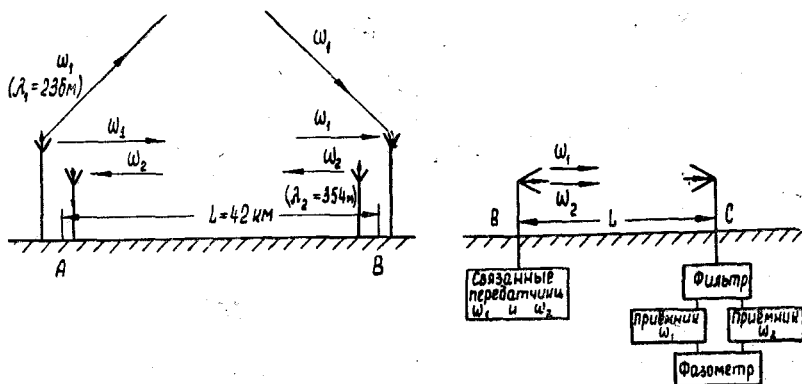


Рис. 1.

этими пунктами; если расстояние между пунктами меняется, то при определенных условиях (рассмотренных в разделе 1а настоящего обзора) появляется возможность измерения локальных значений коэффициента преломления.

В 1947 г. были проведены первые дисперсионные измерения электронной концентрации *N* в ионосфере при помощи ракет в США [3], в 1954 г. были проведены первые советские ракетные дисперсионные измерения, отличавшиеся от американских применением радиоволн УКВ диапазона [4]. Блок-схема как тех, так и других опытов изображена на рис. 2. Здесь двухчастотный передатчик 1, генерирующий когерентные колебания, и его антенны 2 расположены на борту вертикально летящей ракеты, а на Земле находятся приемные антенны 3, прием-

но-фазометрическое устройство 4 и регистраторы 5. Сравнивая схемы первых американских и советских устройств для ракетных ионосферных измерений электронной концентрации со схемой, приведенной на рис. 1б, легко убедиться, что эти устройства являются дисперсионными интерферометрами, в которых передатчики когерентных радиоволн помещены на ракетах.

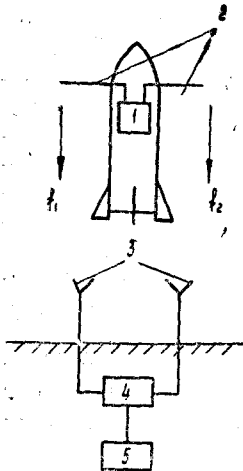


Рис. 2.

Весьма успешно при изучении ионосферы посредством наземного приема радиосигналов, излученных с космических аппаратов, используются и другие методы, применявшиеся ранее. Так, например, метод, основанный на измерении вращения плоскости поляризации радиоволн (эффекте Фарадея), ранее успешно применялся в измерениях интегральной электронной концентрации в ионосфере при радиолокации Луны [14]; метод, аналогичный измерению мерцаний радиосигналов со спутников, использовался в радиоастрономии для получения информации об ионосфере при приеме радиоволн внеземного происхождения (см., например, [15, 16]).

В обзоре кратко излагаются основные результаты определения электронной концентрации, полученные всеми упоминавшимися методами; описание этих результатов предшествует рассмотрению особенностей каждого метода.

1. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ РЕГУЛЯРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИ ПОМОЩИ СПУТНИКОВ И РАКЕТ

а) *Метод дисперсионного интерферометра.* Как уже указывалось, в измерениях методом дисперсионного интерферометра на Земле регистрируется разность фаз когерентных радиоволн с частотами ω_1 и $\omega_2 = p\omega_1$ (отношение целых чисел $p > 1$), излученных с движущегося в ионосфере аппарата. В приближении геометрической оптики разность фаз принятых колебаний (приведенных к частоте ω_2) будет равна

$$\Phi = \frac{\omega_2}{c} \left(\int_0^{r_2} n_2(r) dr_2 - \int_0^{r_1} n_1(r) dr_1 \right). \quad (1)$$

Здесь $n_{1,2}$ — коэффициенты преломления для радиоволн с частотами ω_1 и ω_2 ; $dr_{1,2}$ — элементы пути распространения этих радиоволн; r_c — расстояние от точки наблюдения до аппарата; c — скорость света. Поскольку изменение Φ из-за различия путей r_1 и r_2 имеет второй порядок малости по сравнению с величиной Φ , можно считать, что обе волны распространяются вдоль прямой.

Коэффициент преломления n в общем случае является сложной функцией электронной и ионной концентраций (N и N_i), напряженности геомагнитного поля H и частоты соударений ν (см., например, [17]). Для волн УКВ диапазона ($f \geq 20$ МГц) влиянием магнитного поля и соударениями частиц можно пренебречь, записав выражение для n в виде

$$n \approx 1 - \frac{2\pi e^2 N}{m\omega^2}, \quad (2)$$

где e , m — заряд и масса электрона. Разность фаз в этом случае равна

$$\Phi = \frac{2\pi e^2}{mc\omega_1} \frac{p^2 - 1}{p} \int_0^{r_c} N dr. \quad (3)$$

Фазоизмерительные приборы позволяют определить Φ только с точностью до $2\pi n$, где n — целое число. Поэтому при дисперсионных измерениях регистрируется фактически изменение разности фаз за интервал времени $t_2 - t_1$:

$$\Delta\Phi = \int_{t_1}^{t_2} \dot{\Phi} dt.$$

Запишем выражение для $\dot{\Phi}$ в полярных координатах r , φ , ψ с центром в точке наблюдения, причем положим азимутальный угол $\psi = 0$. Дифференцируя (3), получаем

$$\dot{\Phi} = \frac{2\pi e^2}{mc\omega_1} \frac{p^2 - 1}{p} \left(N_c \dot{r}_c + \frac{\partial \varphi}{\partial t} \int_0^{r_c} \nabla_{\perp} N r dr + \int_0^{r_c} \frac{\partial N}{\partial t} dr \right), \quad (4a)$$

где N_c — концентрация в месте нахождения излучателя; \dot{r}_c — радиальная скорость аппарата; $\nabla_{\perp} N$ — градиент электронной концентрации в направлении, перпендикулярном лучу зрения.

Из формулы (4a) следует, что регистрируемое изменение разности фаз зависит, во-первых, от локальной концентрации электронов в месте нахождения излучателя N_c , во-вторых, от изменения интегральной концентрации (т. е. полного содержания электронов в столбе единич-

ного сечения $N_{\Pi} = \int_0^{r_c} N dr$) за счет горизонтальных градиентов N при изменении наклона луча и, в-третьих, от временных изменений интегральной концентрации — нестационарности ионосферы. Таким образом, измеренная величина есть

$$\Delta\Phi = \Delta\Phi_{\text{лок}} + \Delta\Phi_{\text{град}} + \Delta\Phi_{\text{нест}}. \quad (4б)$$

Выделить из записи $\Delta\Phi$ вклад какого-либо из трех факторов невозможно, однако при определенных условиях можно пренебречь тем или иным из членов выражения (4a). Рассмотрим частные случаи.

1) Аппарат имеет только радиальную скорость \dot{r}_c . Тогда градиентный член тождественно равен нулю. Если при этом $\Delta\Phi_{\text{лок}} \gg \Delta\Phi_{\text{нест}}$, что возможно при больших значениях $N_c \dot{r}_c$, выражение (4a) принимает вид

$$\dot{\Phi} = AN_c \dot{r}_c \quad (5)$$

(A — численный коэффициент). Зная \dot{r}_c , из (5) нетрудно определить N_c . Указанные выше условия выполняются, в частности, при вертикальных запусках исследовательских ракет на участках траекторий, не слишком близких к вершине, что позволяет с высокой степенью точности измерять вертикальные распределения электронной концентрации ($N(h)$ -профили).

Определение N по формуле (5), как уже отмечалось, возможно при использовании частот, для которых несущественно влияние геомаг-

нитного поля и соударений частиц. Именно такие условия имеют место в опытах, проводимых для измерения $N(h)$ -профилей в СССР с 1954 г. (частоты $f_1 = 48 \text{ Мгц}$, $f_2 = 144 \text{ Мгц}$ [4]) и в США с 1959 г. ($f_1 \approx 12 \text{ Мгц}$, $f_2 \approx 73 \text{ Мгц}$ [9]; $f_1 = 37 \text{ Мгц}$, $f_2 = 148 \text{ Мгц}$ [6]).

Ракетные дисперсионные эксперименты впервые дали $N(h)$ -профили выше максимума области F ионосферы. Точность этих измерений N составляет примерно 5% [7]. Несмотря на сравнительную сложность таких измерений, они рекомендованы Международным комитетом по космическим исследованиям (COSPAR) для проведения в различных странах [18], так как в настоящее время являются наиболее надежным средством получения $N(h)$ -профилей.

В ранних американских измерениях применялись значительно более низкие частоты (1947 г., $f_1 \approx 5 \text{ Мгц}$ [3]), в результате чего эксперимент значительно усложнялся. Обыкновенные и необыкновенные компоненты волны разделялись при помощи антенно-фидерных систем и регистрировались раздельно. Хотя интерпретация записей $\Phi(t)$ была сложна и трудоемка, а исследуемые высоты были малы (поскольку через область, для которой $n^2 \leq 0$, радиоволны не проходят), эти опыты давали кроме $N(h)$ -профилей дополнительную информацию о частоте соударений, геомагнитном поле и др. [3]. В настоящее время проводятся ракетные исследования нижней части ионосферы (области D и E) методом дисперсионного интерферометра на низких частотах (от 2,5 до 35 Мгц) [12].

2) Радиальная и угловая скорости аппарата относительно приемного пункта малы. Условия выполняются для геостационарных спутников и для вертикально летящих ракет вблизи вершин их траекторий. Тогда в выражении (4а) остается лишь нестационарный член и регистрируемые значения $\Delta\Phi$ характеризуют величину $\dot{N}_n = \int_0^r \frac{\partial N}{\partial t} dr$. Такой

способ оценки \dot{N}_n использовался при вертикальных пусках ракет (см., например, [7]).

3) Скорость аппарата относительно приемного пункта содержит и радиальную, и угловую компоненты (это имеет место при приеме сигналов с ИСЗ широкого класса орбит). В этом случае регистрируемая величина $\Delta\Phi$ зависит, согласно (4б), и от локальных значений N_c , и от поперечных лучу градиентов N вдоль всего луча, и от нестационарности ионосферы*. Поэтому сколько-нибудь достоверные измерения локальных значений N становятся практически невозможными, на что указано, например, в работах [19–21].

Тем не менее, в работах [22–27] описаны способы и приведены результаты определения по записям $\Phi(t)$ сигналов ИСЗ значений N_c в районе спутника.

Один из способов заключается в нахождении N_c в момент времени, когда $d\varphi_0/dt = 0^{**}$ (φ_0 — зенитный угол спутника). В этом случае величина Φ определяется суммой члена, содержащего локальную концентрацию электронов N_c , и члена, пропорционального градиенту

* Нестационарность ионосферы вносит на высотах до $\sim 1000 \text{ км}$ меньший вклад в $\Delta\Phi$, чем горизонтальные градиенты N . Однако вследствие уменьшения значений N с дальнейшим ростом высоты относительная роль $\Delta\Phi_{\text{нест}}$ будет возрастать. Так, например, для известных значений $\dot{N}_n \approx 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ и для спутников типа «Космос» и «Электрон» член $\Delta\Phi_{\text{нест}}$ будет превалировать в выражении (4а), начиная с высот $\sim 2500 \text{ км}$.

** Надо отметить, что для определения этой точки необходимы весьма точные траекторные измерения.

электронной концентрации в направлении, перпендикулярном плоскости падения волны [22]. При вычислении N_c оставшийся градиентный член в [22] отбрасывается. Между тем, как показано в [20], этого делать нельзя, так как величина отбрасываемого члена сопоставима, а в ряде случаев и превышает значение члена с N_c .

Второй способ определения N_c (так называемый «метод цепочки уравнений») использован в работах [22, 25, 26]. Значения Φ , измеренные в близкие моменты времени t_1 и t_2 , представляются в виде

$$\begin{aligned}\dot{\Phi}_1 &= a_1 N_1 + b_1 I_1, \\ \dot{\Phi}_2 &= a_2 N_2 + b_2 I_2,\end{aligned}\tag{6}$$

где a , b — коэффициенты, зависящие соответственно от радиальной скорости спутника r_c и от компоненты скорости спутника, перпендикулярной лучу зрения; I — некоторая интегральная характеристика среды. Далее предполагается, что коэффициенты при N и I (они находятся из орбитальных данных) изменяются быстрее самих величин N и I (т. е. $N_1 \simeq N_2 \simeq \bar{N}$, $I_1 \simeq I_2 \simeq \bar{I}$). Тогда выражения (6) представляют собой легко разрешимую систему уравнений с двумя неизвестными. В [20] выведены условия, при которых погрешность определения N методом цепочки уравнений будет мала. Эти условия имеют вид

$$\begin{aligned}\left| \frac{N - \bar{N}}{N} \right| &= \left| \frac{b}{N} \frac{aN' + bI'}{a'b - ab'} \right| \ll 1, \\ \left| \frac{I - \bar{I}}{I} \right| &= \left| \frac{a}{I} \frac{aN' + bI'}{a'b - ab'} \right| \ll 1,\end{aligned}\tag{7}$$

где значения величин и их производных относятся к моменту времени t .

Однако при проведении реальных измерений проверить выполнение условий (7) не представляется возможным, и, таким образом, нельзя убедиться в надежности получаемых значений N и I .

В работах [22–26] не содержалось сколько-нибудь обоснованного анализа точности измерений таким методом. Недавно была предпринята попытка показать целесообразность дисперсионных измерений N_c при помощи ИСЗ [27], однако легко убедиться в том, что приводимые в [27] данные лишь подтверждают сделанные выше замечания о низкой точности, а следовательно, и малой ценности таких измерений.

Во-первых, в [27] признано, что точность определения локальной концентрации невысока и ошибки составляют не менее 20–30%. Во-вторых, хотя в [27] в результате анализа погрешности метода «цепочки» уравнений* и получены условия применимости этого метода, однако отмечено, что «реализация этих условий в конкретных опытах может оказаться затруднительной или невозможной и, строго говоря, непосредственно не контролируемой...»**. Сказанное означает, что в условиях реальной ионосферы ошибки могут существенно превышать значения 20–30%, рассчитанные теоретически на основе модельных представлений. Таким образом, приведенные в [22–26] результаты (зависимость локальной концентрации электронов от высоты) получены с низкой точностью.

Хотя дисперсионные измерения при помощи ИСЗ и не позволяют получать значения локальной концентрации с разумной точностью, они

* Этот анализ аналогичен приведенному в [20], хотя в [27] ссылки на [20] не имеются.

** Это тоже согласуется со сделанными в [20] выводами (см., в частности, стр. 573 и 578).

дают возможность определять интегральную концентрацию N_n , а одновременные измерения $\Delta\Phi$ в разнесенных пунктах позволяют исследовать ионосферные неоднородности (см. раздел 2).

Возможность получения значений N_n следует из основного выражения для Φ :

$$\Phi = A \int_0^{r_c} N dr \quad (8)$$

Как уже отмечалось, величина Φ измеряется с точностью до $2\pi n$. Найти Φ_0 (а следовательно, и N_n) можно в предположении, что регулярные горизонтальные и вертикальные градиенты дают лишь медленные изменения Φ (быстропеременные колебания за счет мелко-масштабных неоднородностей усредняются в процессе обработки). Измеряя экспериментально величину Φ и считая, что в некоторый момент времени (например, в точке максимального приближения ИСЗ) Φ равно целому числу циклов 2π , можно при сделанных предположениях найти полное значение разности фаз Φ . Такой способ определения N_n предложен в работе [28]. В работе [29] предложен несколько иной метод определения Φ_0 , основанный на подборе значений Φ_0 путем машинной обработки данных. Точность таких определений Φ_0 составляет по оценкам $\sim 10\%$. Систематические дисперсионные измерения при помощи ИСЗ позволяют получить полезные сведения о вариациях N_n .

б) *Метод, основанный на наблюдениях эффекта Фарадея.* Как известно (см., например, [17]), плоскость поляризации линейно поляризованных радиоволн, путь которых проходит через ионосферу, поворачивается на угол

$$\Theta = \frac{\omega}{2c} \int_0^{r_c} (n_0 - n_x) dr, \quad (9)$$

где $n_{0,x}$ — коэффициенты преломления обыкновенной и необыкновенной компонент. Для достаточно высоких частот ($f \geq 20$ МГц) в случае квазипродольного распространения (угол между вектором геомагнитного поля H и направлением распространения волны $\alpha \leq 80^\circ$)

$$n_{0,x} \simeq 1 - \frac{2\pi e^2 N}{m\omega^2 (1 \pm \omega_L/\omega)}, \quad \omega_L = \frac{|e|H}{mc} \cos \alpha. \quad (10)$$

Тогда

$$\Theta = \frac{2\pi e^2}{mc\omega^2} \int_0^{r_c} N \omega_L dr. \quad (11)$$

Измерять угол Θ можно, например, по изменению амплитуды сигнала, принимаемого на антенну с линейной поляризацией. Однако, как и для разности фаз Φ , Θ может быть измерен с точностью до $2\pi n$. Таким образом, непосредственные измерения позволяют получить лишь приращения угла Θ . При непрерывном изменении Θ , например, за счет движения излучателя, амплитуды принятых сигналов имеют характерные периодические ослабления — «поляризационные замирания». Пример того, как меняются амплитуды сигналов с разными частотами, излученных с летящей в ионосфере ракеты, приведен на рис. 3. Из графиков отчетливо видна зависимость $\Theta \sim 1/f^2$ [30].

Если рассмотреть производную угла Θ (аналогично рассмотрению Φ в предыдущем разделе), можно увидеть, что Θ кроме компонент, зависящих от локальной концентрации, ее градиентов и нестационарности ионосферы, имеет также компоненту, зависящую от изменений магнитного поля (которая обычно достаточно мала).

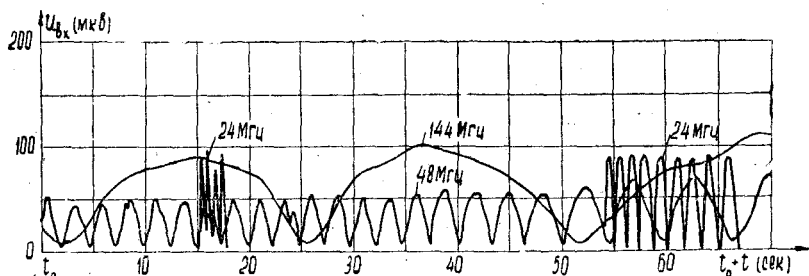


Рис. 3.

Можно рассмотреть частные случаи поляризационных измерений, аналогичные рассмотренным выше частным случаям дисперсионных измерений.

1) Излучатель имеет только радиальную компоненту скорости относительно приемного пункта (вертикальный полет ракеты). Тогда при условии $\Delta\Theta_{\text{лок}} \gg \Delta\Theta_{\text{нест}}$ можно определять локальные значения N_c (см., например, [30]).

2) Скорость излучателя относительно приемного пункта мала (геостационарный спутник). В этом случае измерения Θ дают значения нестационарности ионосферы [31, 32].

3) Излучатель движется произвольно. В данном случае можно получить сведения об интегральной концентрации. Для устранения неоднозначности угла Θ предложено несколько способов. Один из них, аналогичный рассмотренному выше способу определения Φ_0 , описан в [33]. Способ определения Θ_0 , основанный на использовании двух близких частот, изложен, например, в работе [34]. В работе [35] для нахождения Θ_0 предлагается задавать модель ионосферы; определение N_{Π} таким способом носит оценочный характер.

Следует отметить, что в некоторых случаях может быть полезной совместная обработка результатов одновременных фазовых и поляризационных измерений (при этом, например, можно исключить неопределенность Φ или Θ) [34, 36, 37].

Таким образом, наблюдения эффекта Фарадея дают принципиально такие же возможности, что и дисперсионные измерения (хотя они требуют дополнительных сведений о магнитном поле). Преимуществом поляризационных измерений является возможность их проведения на одной частоте при использовании несложной аппаратуры. Однако, поскольку разница между коэффициентами преломления n_0 и n_x , обуславливающая эффект Фарадея, существенно меньше разницы n для разных частот в дисперсионных опытах (частота поляризационных замираний примерно в ω/ω_L раз меньше частоты Φ), точность поляризационных измерений существенно ниже фазовых. Тем не менее, благодаря отмеченным преимуществам, поляризационные измерения, использующие излучаемые с ракет и ИСЗ радиоволны, широко распространены.

в) Некоторые другие методы измерений интегральной электронной концентрации электронов. Выше были рассмотрены методы определе-

ния электронной концентрации в ионосфере с помощью дисперсионного интерферометра и эффекта Фарадея. Однако эти методы в ряде случаев трудно использовать из-за наличия горизонтальных градиентов электронной концентрации в ионосфере. Трудности можно обойти, если подобные измерения производить в пространственно-разнесенных точках с базой D порядка нескольких сот метров или нескольких километров. Как показано в [38], одновременные измерения величин Φ (или Θ) в трех разнесенных пунктах аналогичны измерениям рефракции радиоволн. В случае малых углов рефракции горизонтальная R_r и вертикальная R_v рефракции определяются формулами (см. [39])

$$R_v = \frac{\partial L}{\partial x'} = \frac{1}{\cos \varphi_0} \frac{\partial L}{\partial x}, \quad R_r = \frac{\partial L}{\partial y'} = \frac{\partial L}{\partial y}, \quad (12)$$

где x' и y' — оси, перпендикулярные радиусу-вектору источника радиоизлучения (ось x' расположена в плоскости падения волны); L — оптический путь. Согласно [38] можно получить следующие выражения:

$$R_v = \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} r_c^{-1} \left(R_0 R_c \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 \int_{R_0}^{R_c} \frac{NdR}{R^2 \cos^3 \varphi} - \frac{\partial N}{\partial x} \frac{r_c - r}{\cos^2 \varphi} dR \right), \quad (13)$$

$$R_r = \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} r_c^{-1} \int_{R_0}^{R_c} \frac{\partial N}{\partial y} \frac{r_c - r}{\cos \varphi} dR.$$

Здесь R_0 — радиус Земли, $R_c = R_0 + z_c$, z_c — высота спутника, φ_0 — зенитный угол спутника, $R_0 \sin \varphi_0 = R_c \sin \varphi_c = R \sin \varphi$, r_c — расстояние до спутника. Выражения для R_v и R_r получены при условиях $R_v, R_r \ll 1$ и $2\pi e^2 N / m\omega^2 \ll \cos^2 \varphi$. Существенно, что кроме регулярной рефракции, связанной с наличием электронной концентрации (первый член в выражении для R_v), имеется нерегулярная рефракция, обусловленная горизонтальными градиентами электронной концентрации.

В случае больших горизонтальных градиентов нерегулярная часть рефракции может быть сравнима с регулярной и даже превышать ее. Измерения горизонтальной рефракции R_r , которые можно проводить описанным выше методом [38] или с помощью радиоинтерферометров [40], позволяют вычислить горизонтальные градиенты электронной концентрации. Измерения вертикальной рефракции вместе с измерениями обычными дисперсионными методами позволяют отделить интегральную концентрацию электронов от ее горизонтальных градиентов. Регулярная часть вертикальной рефракции пропорциональна интегральной

электронной концентрации $N_n = \int_0^{z_c} Ndz$. Действительно, можно вынести из-под знака интеграла среднее значение $R_m^2 \cos^3 \varphi_m$ (приблизительно равное значению $R^2 \cos^3 \varphi$ на высоте максимума слоя F , $z_m = 350$ км). В этом случае регулярная часть рефракции равна

$$R_v' = \frac{2\pi e^2}{m\omega^2} r_c^{-1} \frac{R_0 R_c \sin \varphi_0 \cos \varphi_c}{R_m^2 \cos^3 \varphi_m} N_n. \quad (14)$$

Таким образом, измерения R_v' позволяют определить величину N_n . Фактически такой метод измерения N_n использован в работе [40], где рефракция R_v измерялась с помощью радиоинтерферометра.

На измерении рефракции радиоволн основан также метод «радиовосходов» и «радиозаходов» спутников, при котором измеряются максимальные расстояния l_{\max} (по дуге большого круга на поверхности Земли), соответствующие появлению (радиовосход) или прекращению (радиозаход) приема сигналов спутника. Величина l_{\max} связана с вертикальной рефракцией R_B соотношением

$$\frac{l_{\max} - l_0}{R_0} = R_B + \arccos\left(\frac{R_0}{R_c} \cos R_B\right) - \arccos \frac{R_0}{R_c}, \quad (15)$$

где l_0 — максимальное расстояние при отсутствии рефракции, R_0 — радиус Земли, $R_c = R_0 + z_c$. Если рефракция мала ($R_B \ll 1$), то $l_{\max} - l_0 = R_0 R_B$. Из этого выражения можно определить R_B , а если пренебречь нерегулярной частью рефракции, то и N_p .

Такой метод был применен в [41] для исследования ионосферы при помощи приема радиоизлучения с частотой 20 МГц с первого ИСЗ. Однако необходимо отметить, что в [41] помимо выводов, относящихся к N_p , был сделан ряд далеко идущих выводов, относящихся к $N(h)$ -профилям и их временным и географическим изменениям, к положению границы между ионосферой и межпланетным газом и т. д. Такие выводы на основании измерений, проведенных описанным методом, сделать невозможно.

В работах [34, 42] предлагается метод определения интегральной электронной концентрации путем измерений разности группового запаздывания сигналов на двух частотах. Если ω_1 и ω_2 — частоты сигналов, излучаемых ИСЗ, то разность групповых запаздываний

$$\Delta t_{\text{гр}} = \frac{2\pi e^2}{mc} \left(\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_2^2} \right) \int_0^{r_c} N dr. \quad (16)$$

Этот метод в сочетании с измерениями эффекта Фарадея [34] можно использовать для измерения электронной концентрации межпланетного газа. Недавно он получил практическое осуществление [43].

Резюмируя, можно сказать, что все методы измерений электронной концентрации в ионосфере путем наземного приема сигналов ИСЗ дают возможность определять лишь интегральные характеристики ионосферы. Однако, если задаться тем или иным законом распределения электронной концентрации выше максимума слоя F и использовать результаты вертикального зондирования ионосферы, то можно получить профили электронной концентрации $N(h)$ [28], которые, разумеется, будут отличаться от истинных, но в ряде случаев могут быть полезными.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Методы исследования ионосферных неоднородностей с помощью наземного приема радиоволн, излучаемых со спутников, явились естественным развитием радиоастрономических методов, основанных на анализе флуктуаций радиоизлучения космических дискретных источников. Вместе с тем, с использованием спутников появились и новые возможности. Прежде всего из-за большой скорости передвижения спутника V_c стало возможным быстрее «сканирование» довольно значительных областей ионосферы. Кроме того, поскольку в этом случае временные флуктуации радиоволн в точке приема определяются движением ИСЗ, появляются возможности использования сравнительно простых методов для непосредственного определения размеров неоднородностей и высо-

ты их расположения*. Использование передатчиков когерентных радиоволн, установленных на космических аппаратах, позволило также проводить измерения флуктуаций фазы радиоволн, в то время как в радиоастрономических исследованиях неоднородной структуры ионосферы (в силу шумового характера источников излучения) возможны только измерения разности фаз радиоволн в двух точках.

Предположим, что излучение источника, имеющего координаты x_2, y_2, z_2 , проходит через фазовый экран со случайными неоднородностями (экран, хаотически модулирующий фазу волны) и принимается в точке с координатами x_1, y_1, z_H (рис. 4)**. Будем считать, что источник перемещается в плоскости xz , т. е. x_2 и z_2 зависят от времени t . Движениями в слое с неоднородностями будем пренебрегать. Используя принцип Гюйгенса, представим флуктуирующую часть поля волны в точке приема в следующем виде [44]:

$$f(x_1, y_1, t, z_H) = \frac{i\omega z_c}{2\pi c z_H z_2} \cos \varphi_0 \gamma_x \gamma_y \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y, 0) \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{i\omega z_c}{2c z_H z_2} \cos \varphi_0 \left[\gamma_x^2 \left(x - \frac{z_2}{z_c} x_1 - \frac{z_H}{z_c} x_2 \right)^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \gamma_y^2 \left(y - \frac{z_2}{z_c} y_1 - \frac{z_H}{z_c} y_2 \right)^2 \right] \right\} dx dy, \quad (17)$$

где $z_2 = z_c - z_H$, φ_0 — угол падения волны, $\gamma_x = \sin \beta_x = \cos \varphi_0 \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_0 \sin^2 \alpha_0}$, $\gamma_y = \sin \beta_y = \cos \varphi_0 \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_0 \cos^2 \alpha_0}$ (см. рис. 4), а

$$f(x, y, z) = \frac{E(x, y, z) - \bar{E}(x, y, z)}{E_0(x, y, z)}, \quad (18)$$

где \bar{E} — среднее поле волны, $E_0(x, y, z)$ — поле волны в отсутствие неоднородностей [45].

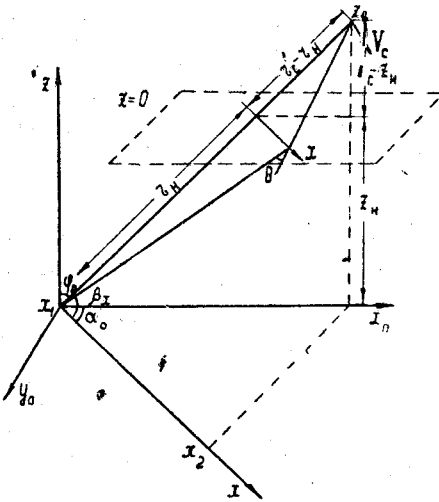


Рис. 4.

Из (17) легко видеть, что флуктуации поля в плоскости приема волны, вызванные неоднородностями, будут одинаковыми в двух точках (например, на оси x в точках x_1 и $x_1 + \xi_1$ в моменты времени t и $t + \tau$), если выполняется соотношение

$$\frac{z_2}{z_c} \xi_1 + \frac{z_H}{z_c} V' \tau = 0, \quad (19)$$

где

$$V' = V_x - \frac{V_z}{z_c + z_2} \times$$

$$\times (x_2 - x_1) = V_x - V_z \operatorname{tg} \varphi_0 \cos \alpha_0$$

(V_x, V_z — соответственно горизонтальная и вертикальная составляющие скорости спутника). Таким

* Здесь речь идет о неоднородной структуре ионосферы на высотах $z \gg 100$ км

** Под фазовым экраном здесь понимается слой с неоднородностями, на выходе которого можно пренебречь амплитудными флуктуациями радиоволн. В условиях ионосферы это приближение обычно выполняется.

образом, измеряя временные сдвиги между подобными флуктуациями амплитуды или фазы (разности фаз сигналов на двух частотах, разности фаз обыкновенной и необыкновенной волн) в точках x_1 и $x_1 + \xi_1$, можно определить высоту, на которой расположены неоднородности:

$$z_n = z_c \frac{V_d}{|V_x - V_z \operatorname{tg} \varphi_0 \cos \alpha_0| + V_d}, \quad (20)$$

где $V_d = \xi_1/\tau$ — скорость дрейфа дифракционной картины вдоль оси x . Выражение, аналогичное (20), можно получить и из корреляционных функций нерегулярного поля, характеризующих средние параметры флуктуаций принимаемого излучения [44]. Выражения (17)–(20) получены для случая плоской Земли, однако они остаются в силе и в более общем случае сферической Земли, если под z_n и z_c понимать наклонные дальности до неоднородного слоя и спутника (r_n и r_c на рис. 4).

Обычно для определения высоты неоднородностей удобно проводить измерения флуктуаций сигналов в трех точках, расположенных в вершинах прямоугольного треугольника, и определять составляющую скорости дрейфа дифракционной картины вдоль направления движения ИСЗ [46, 47]. По величине корреляции между флуктуациями сигнала на разнесенных антеннах можно судить о толщине слоя с неоднородностями. Выражение (17) позволяет получить формулы, описывающие поведение пространственно-временной функции корреляции флуктуаций амплитуды и фазы в точке приема, с помощью которых можно оценивать размеры неоднородностей [45, 48]. Для малых углов падения волны на слой φ_0 и гауссовой функции корреляции неоднородностей размер последних l вдоль направления движения ИСЗ равен [49]

$$\frac{z_n}{z_c} V_c \tau_0, \quad \overline{(\Delta S)_0^2} \ll 1;$$

$$\frac{z_n}{z_c} V_c \tau_0 \sqrt{\overline{(\Delta S)_0^2}}, \quad \overline{(\Delta S)_0^2} \gg 1, \quad \frac{4z_n(z_n - z_c)c}{\omega l^2} > 1. \quad (21)$$

Здесь $\overline{(\Delta S)_0^2}$ — средний квадрат возмущений фазы волны в слое, τ_0 — радиус временной корреляции флуктуаций интенсивности волны. Заметим, что для получения сведений о параметрах неоднородностей (спектре размеров, концентрации и др.) необходимо из данных измерений определять статистические характеристики волны в самом неоднородном слое. Вместе с тем, структура поля в точке приема, вообще говоря, существенно зависит как от соотношения между масштабами неоднородностей и размером зоны Френеля, так и от величины возмущений фазы в неоднородном слое. Поскольку размер зоны Френеля и величина возмущений фазы волны являются функциями частоты, один из методов исследования мелкомасштабных неоднородностей может состоять в измерениях флуктуаций сигнала на разных частотах [50].

Из (17) следует, что при одновременных измерениях флуктуаций амплитуды и фазы волны возможно построение корреляционной функции поля, которое непосредственно связано со структурной функцией флуктуаций показателя преломления Δn (при $\Delta n \ll n$ и $V_z \ll V_x$) соотношением

$$D_{\Delta n}(\xi', \eta') = \ln R_{f^{**}}(\xi_1, \eta_1), \quad (22)$$

где $\xi' = z_2 \gamma_x \xi_1 / z_c$, $\eta' = z_2 \gamma_y \eta_1 / z_c$. Функция $R_{f^{**}}(\xi_1, \eta_1)$ может быть получена с помощью измерения среднего коэффициента модуляции интерференционной картины при приеме радиоволн (излучаемых со спутников) на интерферометры с разными базами.

При изучении параметров крупномасштабных неоднородностей ионосферы ($l \gtrsim 5-10$ км) можно использовать обычные формулы геометрической оптики. В этом случае наиболее эффективными являются измерения флуктуаций разности фаз $\Delta\Phi$ радиоволн с когерентными частотами, когда*

$$\Delta\Phi \sim \int_0^{z_c} \Delta N \frac{dz}{\cos \varphi_0}. \quad (23)$$

Как видно из (23), вариации $\Delta\Phi$ обусловлены неоднородностями ΔN всей толщи ионосферы между спутником и пунктом наблюдения. При этом, однако, в некоторых работах [24, 52, 53] обработка результатов ведется на основе ничем не оправданного предположения о том, что изменения Φ вызваны только неоднородностями, расположенными вблизи орбиты ИСЗ.

Остановимся подробнее на этом вопросе. Ограничимся рассмотрением наиболее наглядного случая плоской Земли, когда выражение для скорости изменения разности фаз когерентных частот можно описать выражением (23). Тогда

$$\Delta\dot{\varphi} \sim \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\cos \varphi_0} \right) \Delta N_n + \left(\Delta N_c V_z + \int_0^{z_c} \frac{z_n}{z_c} V_x \frac{\partial \Delta N}{\partial x} dz \right) \frac{1}{\cos \varphi_0}, \quad (24)$$

где $\overline{\cos \varphi_0}$ — среднее значение косинуса угла падения волны, N_c — концентрация электронов на орбите спутника. В (24) учтено**, что скорость поперечного перемещения точки на луче на высоте расположения неоднородности z_n равна $z_n V_x / z_c$. Из (24) легко показать, что член $\Delta N V_z$ всегда много меньше двух других членов***. По мнению авторов [24, 52, 53], влияние неоднородностей вне орбиты мало вследствие того, что луч проходит как через участок с превышением концентрации над средней величиной, так и через неоднородности, концентрация в которых меньше средней величины. В этом случае, однако, величина флуктуаций очевидно определяется не $\Delta\Phi$, а дисперсией $(\Delta\Phi)^2$, вклад в которую, как легко показать из (24), вносят неоднородности всей толщи ионосферы между наблюдателем и спутником. Пренебрежение этим обстоятельством может привести к существенным ошибкам при определении параметров неоднородностей.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

а) *Вертикальные профили электронной концентрации.* Дисперсионные ракетные измерения $N(h)$ -профилей проводятся с 1947 года в США [9] и с 1954 г. в СССР [4]. Измерения до высот 200—250 км

* Выражение (23), очевидно, справедливо при $\Delta n \ll \bar{n}$.

** Отсюда следует, что при независимости флуктуаций электронной концентрации от высоты вклад различных областей вдоль луча пропорционален их расстоянию от наблюдателя.

*** Действительно, отношение второго и третьего слагаемых в (24) равно $b = z_c V_z \Delta N_c l_{\perp} / 2 z_n V_x \Delta N l_{\parallel}$, где l_{\perp} и l_{\parallel} — размеры неоднородностей вдоль орбиты и вдоль направления распространения волны. Полагая $\Delta N_c \approx \Delta N$ и $z_n \sim z_c / 2$, имеем $b \sim 0,5 V_z l_{\perp} / V_x l_{\parallel}$, т. е. при $V_z \ll V_x$ $b \sim 1$ лишь при условии $l_{\perp} / l_{\parallel} \gg 1$. Например, для спутников типа «Космос» $V_z / V_x < 5 \cdot 10^{-2}$ и величина b может быть порядка единицы только при $l_{\perp} / l_{\parallel} > 20$. Однако величина слагаемых, содержащих $\partial \Delta N / \partial x$, может быть сравнима с величиной первого слагаемого в (24), что усложняет анализ полученных данных [51].

(например, [3-5, 8, 55]) показали, что между областями E и F концентрация N изменяется достаточно плавно и что ранее существовавшие представления о наличии четко выраженных ионосферных слоев неверны. Систематически обнаруживаемый максимум ионизации в области E является сравнительно небольшим пиком на монотонной кривой $N(h)$, что видно, например, из рис. 5а [8]. Максимумы ионизации в области E имеют устойчивую тенденцию появляться на высотах $\sim 105, 115$ и 120 км. На рис. 5б показан $N(h)$ -профиль, на котором отчетливо виден спорадический слой E_s толщиной $1-2$ км [5]. То обстоятельство, что слой E_s был зарегистрирован только при спуске ракеты, позволило авторам [5] сделать вывод об облачной структуре слоя E_s .

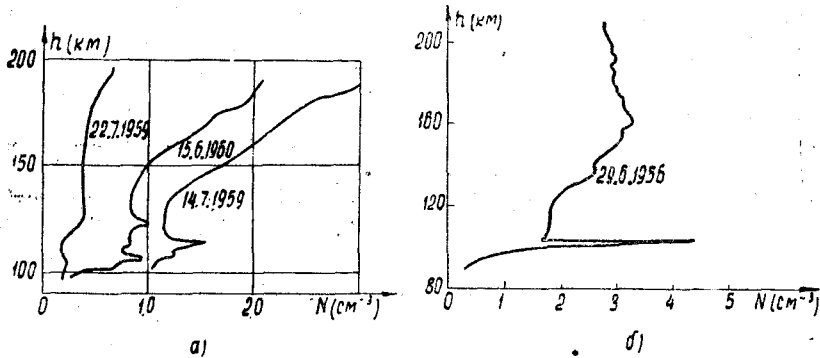


Рис. 5.

Ракетные дисперсионные эксперименты, проведенные в возмущенной ионосфере (диффузный слой F , полярное сияние) [54], показали, что в этих условиях достаточно точные измерения N невозможны из-за быстрых изменений состояния ионосферы (влияние нестационарности ионосферы на точность дисперсионных измерений N рассмотрено в разделе 1а).

В феврале 1958 г. при вертикальном пуске советской геофизической ракеты были впервые измерены значения N выше максимума области F (главного максимума ионизации в ионосфере). Измерения проводились до высоты ~ 470 км при помощи УКВ дисперсионного интерферометра (с частотами 48 и 144 МГц). Этот опыт показал, что N над максимумом области F уменьшается с ростом высоты медленно и монотонно (см. рис. 6а). Такие измерения проводятся в СССР систематически над одним и тем же географическим пунктом и дали удобно сопоставимые кривые $N(h)$, относящиеся к различным годам текущего цикла солнечной деятельности. На рис. 6 приведен ряд $N(h)$ -профилей, полученных дисперсионным методом при пусках геофизических ракет [7, 11, 13]; кривые на рис. 6а относятся к дневному времени, а кривые на рис. 6б — к утреннему.

В США ракетные дисперсионные измерения $N(h)$ -профилей выше максимума области F систематически проводятся с 1959 г., часть из них проведена до больших высот (~ 1500 км). На рис. 7 приведены некоторые $N(h)$ -профили, полученные дисперсионным методом при вертикальных пусках ракет в США [6, 9, 10].

Как видно из рис. 6 и 7, для всех распределений $N(h)$ характерно над главным максимумом ионизации монотонное убывание N с высотой.

Распределения $N(h)$ на высотах 50—100 км измерялись дисперсионным методом при пусках ракет в Норвегии (когерентные радио-

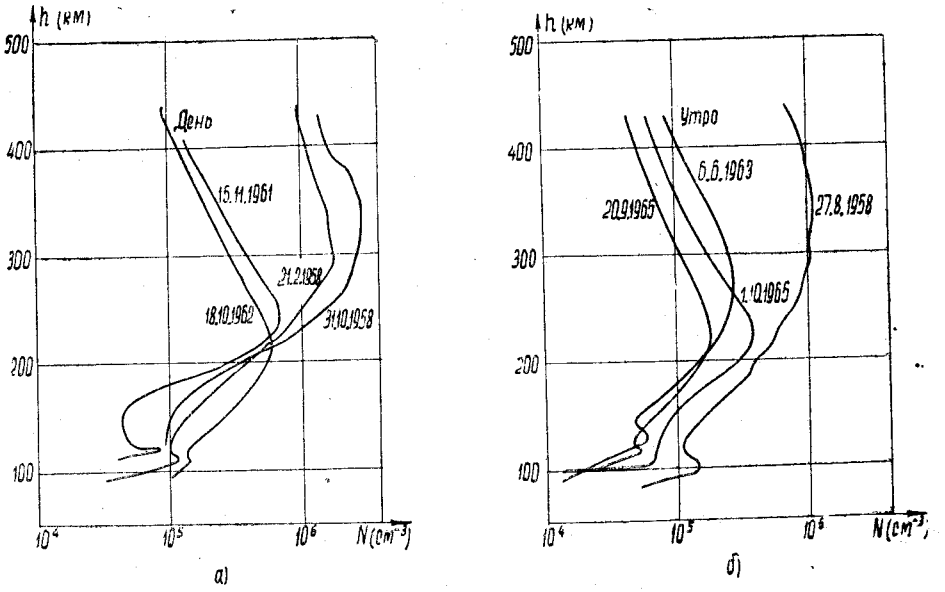


Рис. 6.

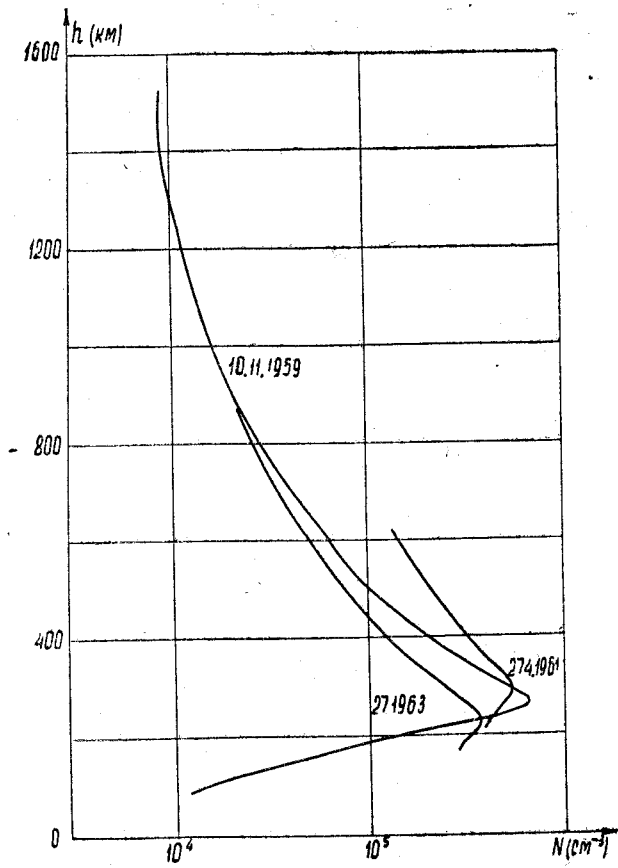


Рис. 7.

волны излучались с Земли и принимались на борту ракеты) [12]. Результаты этих измерений приведены на рис. 8.

Говоря о ракетных измерениях $N(h)$ -профилей, надо отметить, что такие эксперименты проводятся недостаточно часто. Однако высокая точность измерения N делает ракетные опыты необходимыми, поскольку по их результатам

можно проверять правильность значений N , полученных другими методами. Так, например, для сравнения различных методов измерения $N(h)$ -профилей, в США были проведены эксперименты, в которых N и N_i измерялись одновременно несколькими способами. Результаты одного из таких экспериментов (2 июля 1963 г.) приведены на рис. 9. Здесь кривая 1 (точки) получена при помощи ионных ловушек, стоявших на ракете; кривая 2—данные ракетного дисперсионного интерферометра; кривая 3—данные радиозондирования со спутника «Алуэт»; кривая 4—данные, полученные методом наземного наблюдения некогерентного рассеяния ионосферой излученных с Земли УКВ радиоволн [10]. Из рисунка видно, что расхождение между результатами различных измерений невелико и, следовательно, применявшиеся методы измерений дают достаточно достоверные результаты.

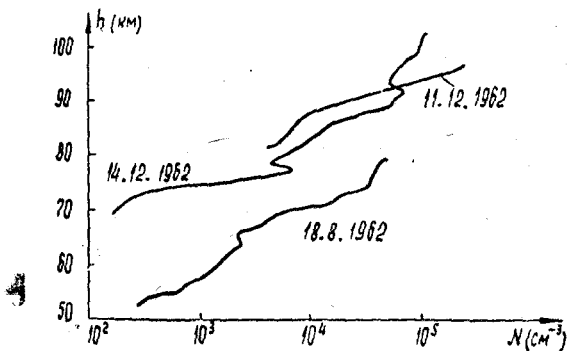


Рис. 8.

можно проверять правильность значений N , полученных другими методами. Так, например, для сравнения различных методов измерения $N(h)$ -профилей, в США были проведены эксперименты, в которых N и N_i измерялись одновременно несколькими способами. Результаты одного из таких экспериментов (2 июля 1963 г.) приведены на рис. 9. Здесь кривая 1 (точки) получена при помощи ионных ловушек, стоявших на ракете; кривая 2—данные ракетного дисперсионного интерферометра; кривая 3—данные радиозондирования со спутника «Алуэт»; кривая 4—данные, полученные методом наземного наблюдения некогерентного рассеяния ионосферой излученных с Земли УКВ радиоволн [10]. Из рисунка видно, что расхождение между результатами различных измерений невелико и, следовательно, применявшиеся методы измерений дают достаточно достоверные результаты.

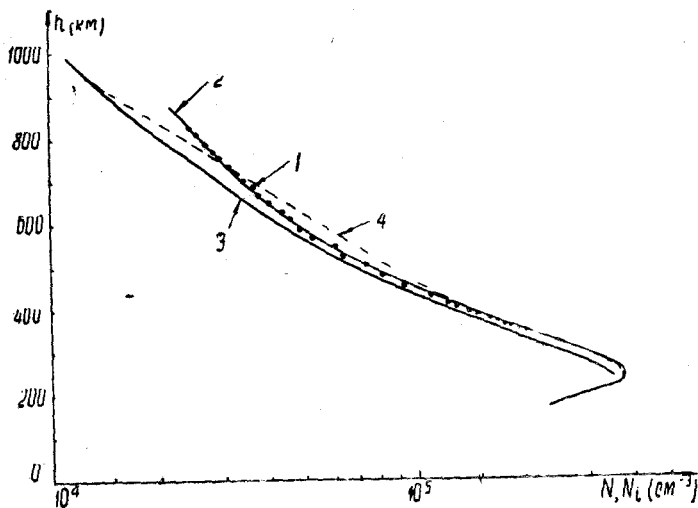


Рис. 9.

Дисперсионные измерения N весьма полезны и в комплексных экспериментах, в которых одновременно определяются различные характеристики ионосферы (концентрации и температуры электронов и ионов, коэффициенты уравнений, описывающих элементарные процессы, и т. д.).

Наблюдения эффекта Фарадея при полетах ракет также позволяют получать $N(h)$ -профили, но с меньшей точностью (см., например, [30]), поэтому при наличии дисперсионных измерений использованные наблюдений эффекта Фарадея нецелесообразно. В то же время такая возможность получения $N(h)$ -профилей оказывается весьма полезной, например, при нарушении приема одной из частот из-за помех или по другой причине [55, 56].

Ракетные дисперсионные измерения в момент нахождения ракет в вершине траектории дали значения нестационарности ионосферы $\partial N_n/\partial t$. В 1958 г. утром и днем для столба высотой ~ 450 км $\partial N_n/\partial t$ составляло $\sim 5 \cdot 10^9$ см⁻²·сек⁻¹ [7], в 1965 г. (утро) $\partial N_n/\partial t \approx 10^9$ см⁻² × сек⁻¹ [13]. Последнее значение согласуется с данными, полученными в результате наблюдения эффекта Фарадея при приеме в 1963 г. радиоволн, излученных с геостационарного спутника Синком III [31, 32].

Как известно, передатчики дисперсионных интерферометров устанавливают не только на вертикально запускаемых ракетах, но и на ИСЗ (в СССР — передатчики «Маяк»). На рис. 10 приведены образцы осциллограмм, полученных во время дисперсионных измерений при помощи ракет (рис. 10а) [7] и при помощи ИСЗ (рис. 10б) [24]. Приводимые осциллограммы относятся к различным участкам траектории. На осциллограммах рис. 10а 1 — запись $\Delta\Phi(t)$; 2, 3 — записи напряжений на входах приемного устройства $U_{вх}(t)$; 4 — метки времени.

Как показано в [19–21, 28, 57, 58], а также в разделе 1а настоящего обзора, измерения при помощи ИСЗ могут дать лишь интегральные характеристики ионосферы. Определять N с достаточной точностью таким способом нельзя. Однако две группы исследователей на протяжении нескольких лет публикуют распределения $N(h)$, полученные дисперсионным методом при помощи ИСЗ [22–27]. Эти распределения отличаются от полученных другими авторами наличием дополнительных максимумов ионизации (одного или нескольких), расположенных выше главного максимума. В работах [19, 20] рассмотрены использованные в [22–27] способы обработки результатов дисперсионных измерений $N(h)$ -профилей при помощи ИСЗ и показаны возможные источники появления дополнительных максимумов на кривых $N(h)$. В частности, кривые $N(h)$ в [22–27] строились по значениям, полученным в разное время суток, в разные дни (например, некоторые соседние точки получены с интервалом более месяца), на разных высотах и над различными пунктами (отстоящими друг от друга на расстоянии до 1000 км). Естественно, что построенные таким способом «распределения» $N(h)$ не могут отражать истинную структуру ионосферы и были бы лишены физического смысла, даже если бы каждое отдельное значение N , использованное при построении кривых $N(h)$, было бы верным. В действительности и последнее не имеет места (см. раздел 1а).

Здесь еще раз уместно отметить, что ни дисперсионные ракетные опыты, ни зондовые измерения при помощи ракет, ни многочисленные измерения $N(h)$ -профилей внешней ионосферы путем импульсного радиозондирования со спутника «Алуэт» дополнительных максимумов ионизации не обнаружили*.

Сопоставление результатов различных измерений $N(h)$ -профилей показывает, что хотя профили, полученные разными авторами и в разное время (исключая работы [22–27]), в общих чертах согласуются,

* Отметим, что одновременно с работой [25], в которой приведено распределение $N(h)$ с дополнительным максимумом, в том же номере журнала опубликована статья [59] с участием авторов [25]. В статье [59] содержится кривая $N(h)$, полученная по наблюдениям эффекта Фарадея при приеме радиоволн, излученных с геофизической ракеты, и не содержащая минимума на высоте 400 км, обнаруженного в [25].

тем не менее различия между отдельными результатами измерений могут быть достаточно велики, что видно и из кривых $N(h)$, приведенных на рис. 6 и 7.

Как отмечалось, кривые $N(h)$, приведенные на рис. 6, получены над одним и тем же пунктом, одним и тем же способом и относятся к различным периодам солнечной активности, что позволяет воспользоваться ими для некоторых выводов о характере изменения

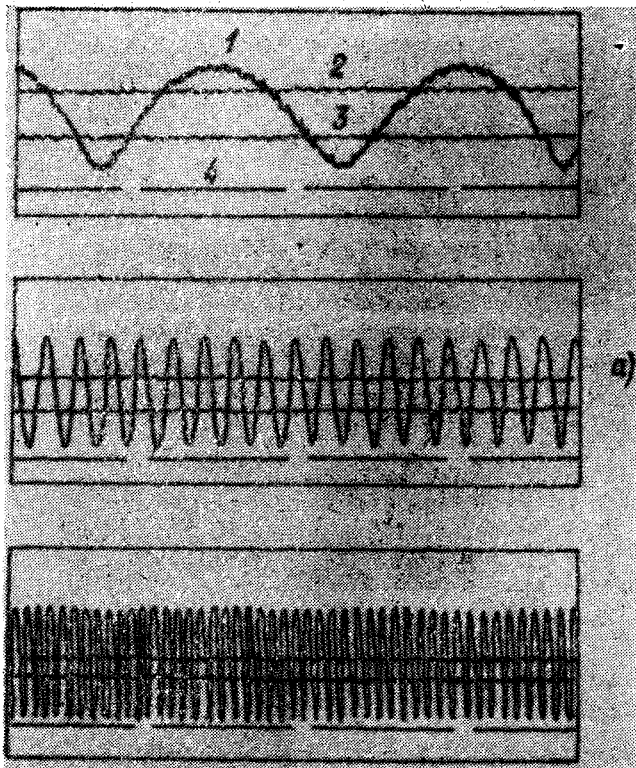


Рис. 10а.

$N(h)$ -профилей в течение цикла солнечной деятельности. В годы низкой солнечной активности убывание электронной концентрации с высотой над максимумом области F происходит значительно быстрее, чем в годы высокой активности Солнца. Поведение максимума области F согласуется с закономерностями, известными из данных наземного импульсного радиозондирования ионосферы. В годы высокой солнечной активности максимум слоя F был расположен на $h \approx 300 \div 350$ км, утром несколько выше, чем днем. В годы спокойного Солнца максимум слоя F был на высоте $h \approx 220 \div 260$ км.

Изменения N выше максимума слоя F можно проследить по значениям N на какой-либо фиксированной высоте. На высотах около 200 км все дневные кривые $N(h)$ (см. рис. 6а) сближаются, откуда следует, что на этих высотах изменения N в течение цикла минимальны. В утренние часы, как видно из рис. 6б, значения N на всех высотах различаются существенно. На высоте 400 км различие N при высокой и низкой активностях Солнца достигает ~ 20 раз, в то время как

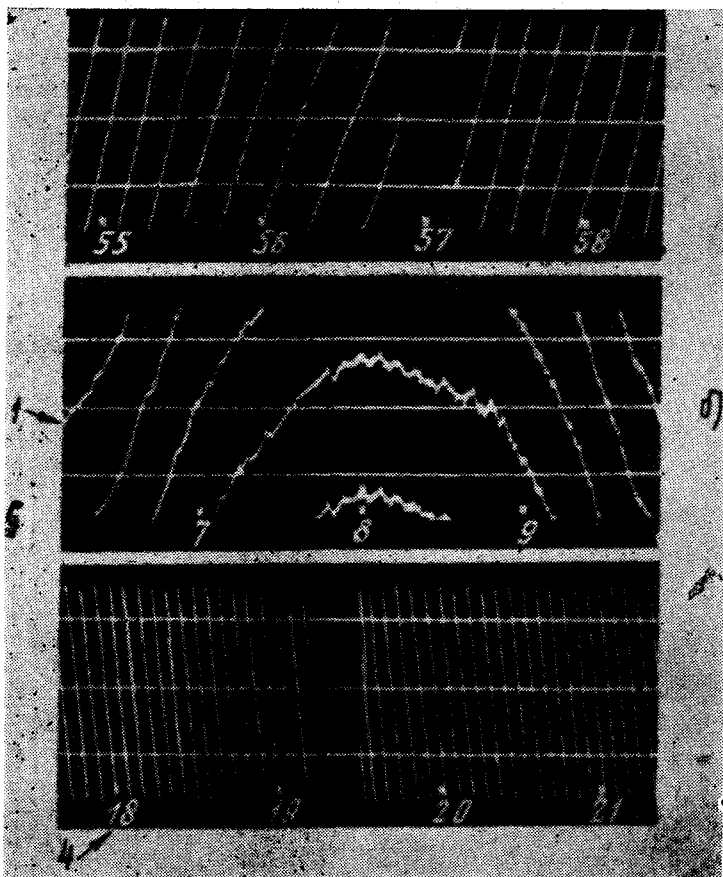


Рис. 106.

при одинаковой активности Солнца значения N различаются между собой лишь в два раза.

б) *Интегральная электронная концентрация.* До 1958 г. о состоянии ионосферы выше главного максимума ионизации имелись лишь сведения, полученные во время отдельных экспериментов по локации Луны [14, 60–62]. Эти эксперименты показали, что содержание электронов в верхней части ионосферы в 3–4 раза больше, чем в нижней части.

В настоящее время, помимо результатов ракетных измерений, охарактеризованных в предыдущем разделе, имеются обширные материалы о состоянии всей толщи ионосферы, полученные путем наземных наблюдений сигналов передатчиков-маяков, установленных на спутниках как советских (Спутник-1, Спутник-3, Космос-1, Космос-2, Электрон-1, Электрон-3), так и американских (Транзит-2А, Транзит-4А, Авангард-1, Эксплорер-7, Эксплорер-22, Синком III, Early Bird).

В работах [63–69] приводятся результаты наблюдений эффекта Фарадея сигналов третьего советского спутника с целью определения полной электронной концентрации в ионосфере до высоты спутника

$\int Ndh$ в период высокой солнечной активности (1958–1959 гг.). Все

наблюдения относятся к средним широтам. Максимального значения интегральная электронная концентрация достигает в околополуденные часы ($N_{п\max} \sim (4 \div 8) \cdot 10^{13}$ эл. см⁻²). Минимальное значение имеет место в ночные и предзвездные часы ($(0,9 \div 1,5) \cdot 10^{13}$ эл. см⁻²). Характер спада различный для различных сезонов.

В нижней части рис. 11 представлены усредненные суточные зависимости интегральной концентрации для различных периодов. Из рисунка видно, что наиболее четкий максимум имеет место в период равноденствия, когда отношение $N_{п\max}/N_{п\min} \approx 6$. Зимой это отношение ~ 5 , а летом $\sim 3,7$. Значение максимальной концентрации летом меньше, чем зимой и в равноденствие.

Характер суточной и сезонной зависимостей полной электронной концентрации в основном повторяет суточный и сезонный ход значений электронной концентрации в максимуме слоя F_2 . Это видно из сравне-

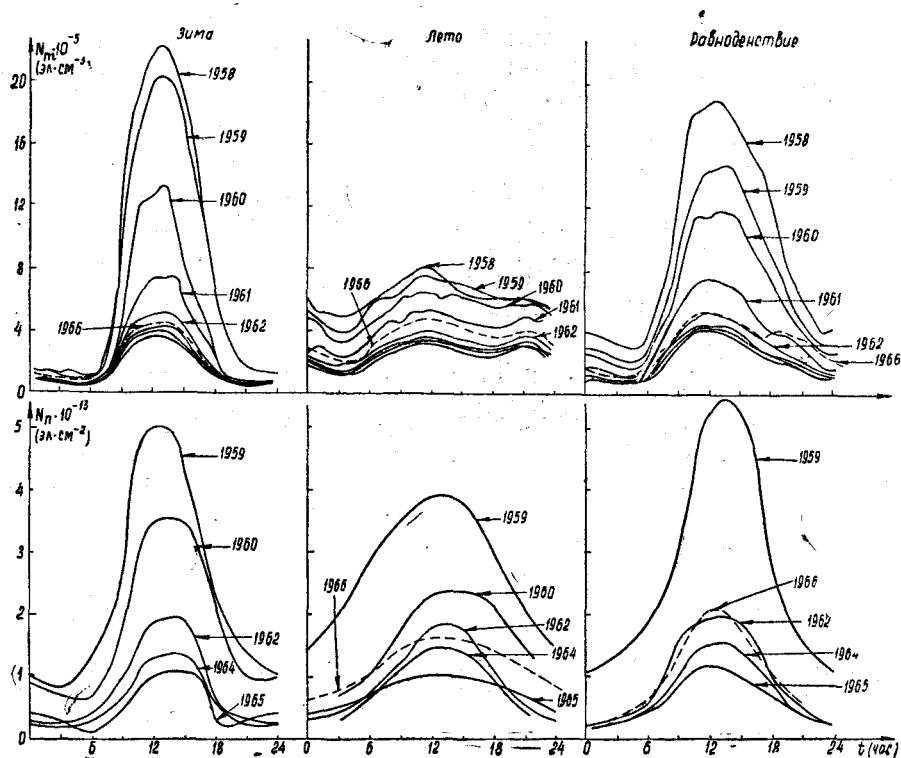


Рис. 11.

ния нижней части рис. 11 с его верхней частью, где приведены усредненные за соответствующий период медианные значения электронной концентрации в максимуме слоя F_2 в различные периоды солнечного цикла для ионосферной станции в Горьком ($\varphi = 56^\circ$).

Более поздние работы [29, 50, 70—75] посвящены измерениям с помощью ИСЗ в период спада солнечной активности (1960—1962 гг.). Эти исследования проводились также на средних широтах. С уменьшением солнечной активности максимум полной электронной концентрации падает, хотя характер суточной и сезонной зависимостей остается прежним (см. рис. 11).

В работах [76—86] описаны результаты определения N_p на средних широтах в период низкой солнечной активности. Максимум интеграль-

ной электронной концентрации $N_{n \max}$ понизился по сравнению с наблюдениями в 1958—1959 гг. в 5—6 раз и достигал в период равенства значений $\sim 1,2 \cdot 10^{13}$ эл.см⁻², а летом $(0,9 \div 1)10^{13}$ эл.см⁻². Суточная и сезонная зависимости остаются прежними.

Таким образом, рис. 11 дает представление о суточных и сезонных изменениях полной электронной концентрации и концентрации в максимуме слоя F_2 за период от максимума до минимума солнечной активности на средних широтах. Следует, однако, указать, что приведенные на рис. 11 результаты [29, 50, 65—67, 85, 86] получены различными методами с различной точностью. Кроме того, наблюдения имели место в пунктах, существенно различающихся по широте и долготе.

В работе [76] авторы приводят зависимость максимальной величины интегральной концентрации на средних широтах от среднего числа солнечных пятен. На рис. 12а воспроизведена эта зависимость, дополненная результатами более поздних работ. На рис. 12б представлена аналогичная зависимость для электронной концентрации N_{\max} в максимуме слоя F_2 в полуденные часы по данным горьковской ионосферной станции. Из рисунка видно, что полная электронная концентрация растет несколько быстрее с ростом \bar{R} , чем N_{\max} . Особенно отчетливо это проявляется в летние месяцы. Как отмечалось в работе [87], летом величина N_{\max} в полуденные часы увеличивается линейно с ростом \bar{R} только до $\bar{R} \approx 100$; при $\bar{R} > 100$ наступает некоторое насыщение. Это подтверждается также данными Горьковской ионосферной станции. В этот период увеличение интегральной электронной концентрации в ионосфере связано с увеличением толщины верхней части ионосферы. Все это позволяет сделать вывод о том, что в летние месяцы верхняя ионосфера более сильно реагирует на увеличение солнечной радиации, чем нижняя.

В ряде работ, когда одновременно с определением полной электронной концентрации можно было воспользоваться данными станций вертикального зондирования ионосферы, определялась эффективная

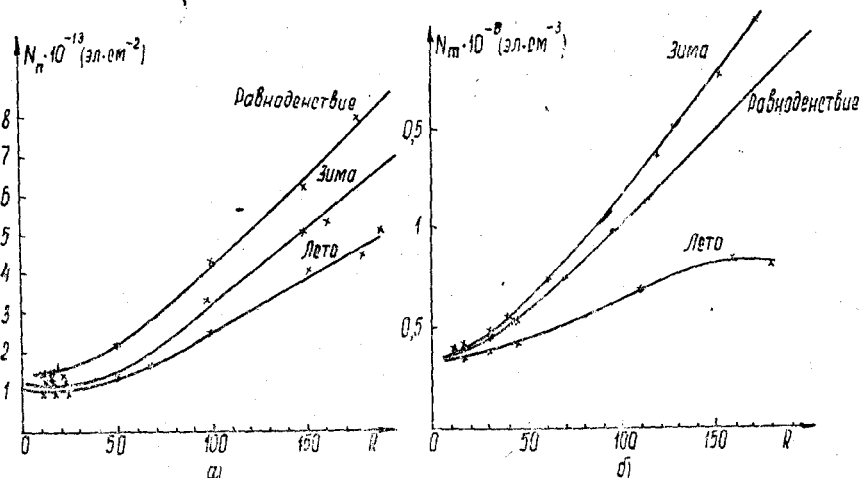


Рис. 12.

толщина ионосферы (отношение полного интеграла электронной концентрации к концентрации в максимуме слоя F_2 $\tau = N_n/N_{\max}$), а также отношение интегральной электронной концентрации выше максимума слоя F_2 к полному интегралу до максимума слоя $N_{n \text{ а}}/N_{n \text{ вб}}$.

Многие авторы [64, 65, 72, 74, 79, 80] обратили внимание на то, что эффективная толщина ионосферы увеличивается от зимы к лету, а также растет с ростом солнечной активности [75, 79, 80, 83]. Суточный ход эффективной толщины τ выражен менее четко, однако многочисленные эксперименты показали наличие максимума эффективной толщины в предрассветные часы [29, 68, 72—74, 80, 83, 85, 88, 89], что, по-видимому, связано с неравномерным освещением различных высот ионосферы в эти часы. Ионизация ультрафиолетом на восходе Солнца в верхних слоях ионосферы начинается раньше, чем в нижней части и на высоте максимума слоя F_2 . На заходе Солнца верхние слои ионосферы более длительное время подвержены воздействию солнечного излучения, чем нижние. Некоторые авторы наблюдали второй максимум эффективной толщины τ в часы захода Солнца [68, 85, 89].

В предположении чэпменовской модели слоя F можно определить шкалу высот ионосферы H :

$$H = \frac{N_p}{4,133 N_{\max}} = \frac{kT}{mg}, \quad T = \frac{T_e + T_i}{2}. \quad (25)$$

В работах [69, 71, 80, 90] исследуется величина H , ее суточный и сезонный ход, зависимость от солнечной активности. Полученные значения температуры T_e при этом несколько выше значений, измеренных другими методами. Это связано, по-видимому, с использованным в этих работах неверным предположением о равенстве температуры электронов и ионов [91, 92].

В работах [66, 68, 74, 93] помимо N_p и τ определялась также величина N_{pa}/N_{pb} , характеризующая отношение интегральной электронной концентрации выше максимума слоя к интегральной концентрации нижней части слоя F_2 . Этот параметр качественно ведет себя аналогично эффективной толщине: увеличивается до значений 4—6 в предрассветные часы и на заходе Солнца; днем значение N_{pa}/N_{pb} обычно постоянно и равно 2—3. Имеется тенденция к увеличению N_{pa}/N_{pb} с ростом солнечной активности.

Приведенные результаты относятся к средним широтам. Имеется ряд работ [70, 79, 88, 94—96] с результатами измерений полной электронной концентрации с помощью сигналов ИСЗ как на низких, так и на высоких широтах. Поэтому можно сделать некоторые выводы о зависимости полной электронной концентрации от широты.

В одной из первых работ по определению полной электронной концентрации с помощью сигнала первого советского спутника [97] было обнаружено, что N_p увеличивается в направлении на юг. Многочисленные эксперименты подтвердили тот факт, что в дневные часы полная электронная концентрация имеет явно выраженную широтную зависимость, аналогичную зависимости критических частот слоя F (N_p уменьшается с ростом широты). К сожалению, из-за недостатка данных нельзя еще построить столь подробный график зависимости N от широты, как это сделано в работе [98] для f_oF_2 .

На рис. 13 сделана попытка построить широтную зависимость полуденных значений N_p от широты по результатам работ [29, 60—67, 69, 75, 77, 79, 88, 95], относящихся к максимуму и минимуму солнечной активности. При этом использовались данные, полученные в северном полушарии. Очевиден спад полной электронной концентрации по направлению к северу. Полученная в работе [79] зависимость N_p от широты для декабря 1964 г. и марта 1965 г. в интервале $\varphi = 24^\circ \div 32^\circ$ существенно отличается от приведенной на рис. 13 слишком резким характером изменения N_p (в указанном интервале широт величина N_p изменяется в дневные часы в 4—5 раз). Интересно отметить, что приве-

денная выше на рис. 13б широтная зависимость полной электронной концентрации хорошо согласуется с широтным ходом электронной концентрации на высоте 1000 км, полученным с помощью спутника Эксплорер-22 в тот же период времени [99, 100].

В работах [95, 96] приводятся результаты определения полной электронной концентрации в приполярных районах для периода низкой

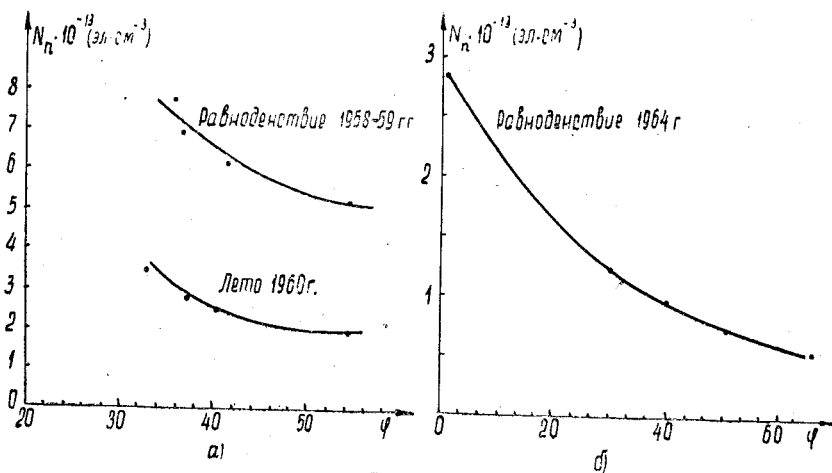


Рис. 13.

солнечной активности. Для дневных наблюдений имеет место обычная широтная зависимость, т. е. с ростом широты полный интеграл убывает. В ночное время значения полного интеграла электронной концентрации плавно уменьшаются до широт $\varphi \approx 60^\circ$, а затем вновь возрастают. Автор этих работ предполагает, что интегральная концентрация на высоких широтах зависит от двух компонент. Первая компонента (регулярная) монотонно уменьшается с ростом широты и связана с волновым излучением Солнца. Вторая (нерегулярная) компонента связана с низкоэнергичной корпускулярной радиацией. Увеличение полного столба электронной концентрации на высоких широтах может быть обусловлено ионизацией вторичными электронами, которые образуются в полярной ионосфере. Их энергия должна быть в этом случае меньше 1 кэв, так как электроны с большими энергиями достигают высот 180 км без заметной ионизации слоя F [101]. На существование таких электронов в полярной области указывалось в работе [102].

На рис. 14 представлены суточный ход полной электронной концентрации до высоты спутника (Эксплорер-22) для различных периодов наблюдений в Горьком и Мурманске [86] и аналогичные суточные зависимости электронной концентрации N_{\max} для тех же периодов по данным ионосферных станций в Горьком и Мурманске.

Полуденные значения N_n в Горьком всегда больше, чем в Мурманске, а ночные и предрассветные значения в Мурманске часто превышают значения в Горьком. Иногда имеет место аналогичная зависимость электронной концентрации в максимуме слоя F_2 (рис. 14, лето 1966).

Представляет интерес вопрос о зависимости полной электронной концентрации, а также эффективной толщины ионосферы от магнитного k_p -индекса. На средних широтах критическая частота слоя F_2 во время магнитных возмущений обычно понижается [103]. Аналогичная картина наблюдается и в большинстве проводимых экспериментов по наблюдению полной электронной концентрации [29, 63, 69, 75, 104, 105]. Интег-

ральная электронная концентрация имеет тенденцию уменьшаться с увеличением k_p -индекса. Особенно это заметно во время магнитных бурь [9, 67, 106].

Эффективная толщина τ и приведенная шкала высот H с ростом k_p -индекса растут [69, 75, 90]. Таким образом, на средних широтах отри-

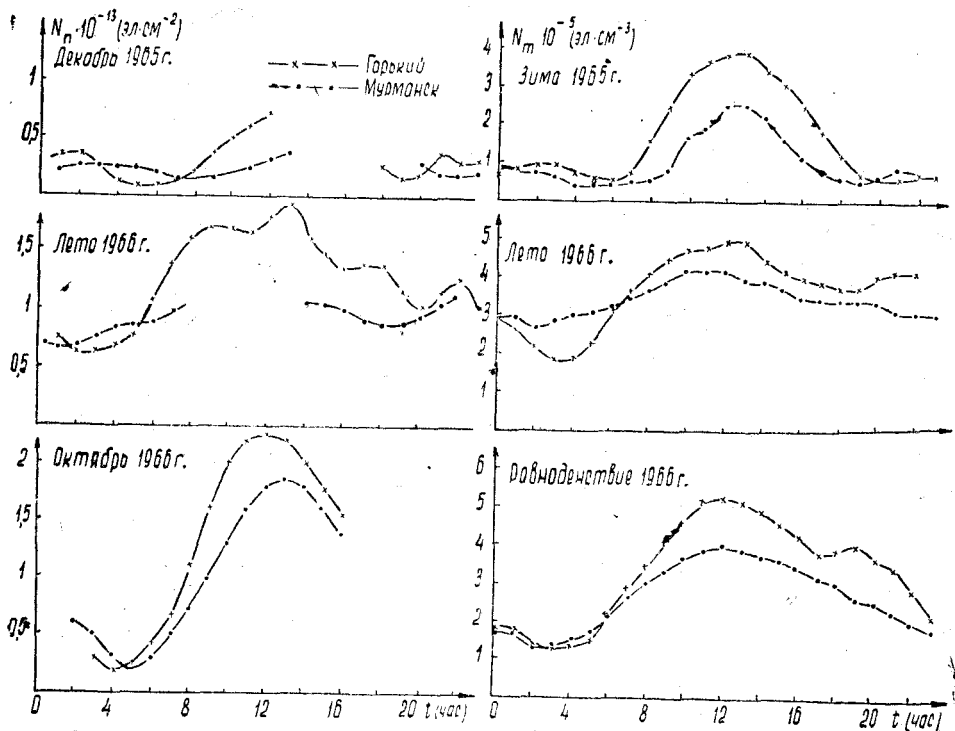


Рис. 14.

цательный тип возмущений уменьшает интегральную электронную концентрацию, причем электронная концентрация выше максимума уменьшается медленнее, чем электронная концентрация в максимуме слоя F . Однако в нескольких работах четкой зависимости N_p от k_p не обнаружено. В работе [76], например, получена обратная зависимость $N_p(k_p)$ летом и почти прямая — зимой. Измерения в Горьком также не выявили четкой зависимости от магнитной активности. Возможно, это связано с тем, что в период наблюдений не было сильных магнитных возмущений (величина $\sum k_p$ не превышала 30) [86].

На экваториальных и приполярных широтах зависимость N от k_p , по-видимому, сложнее, чем на средних широтах. Так, в работе [79] на широте $\varphi \approx 28^\circ N$ N_p днем растет с ростом k_p , а ночью никакой зависимости не обнаруживает. В приполярной области [107] днем N_p падает с ростом $\sum k_p$, а ночью растет. Недостаточное количество экспериментальных работ в этом направлении не позволяет сделать определенных выводов.

в) Неоднородная структура. В исследованиях неоднородностей электронной концентрации в ионосфере обычно различают две основные задачи: определение параметров ионосферных неоднородностей и анализ их изменений в зависимости от времени суток, сезона солнеч-

ного цикла, геомагнитной широты и т. д. При этом для выяснения морфологии неоднородностей часто используют приближенные методы анализа записей, основанные на оценке величины амплитудных и фазовых флуктуаций принимаемых радиоволн.

В настоящее время хорошо известно, что неоднородности ионосферы, оказывающие влияние на распространение радиоволн от дискретных источников и бортовых передатчиков спутников, имеют размеры от нескольких сотен метров до нескольких километров. При описании свойств неоднородностей мы будем несколько условно разделять их на две группы: мелкомасштабные неоднородности ($l \leq 1 \div 10$ км), ответственные в основном за флуктуации интенсивности принимаемых радиоволн, и крупномасштабные ($l > 10$ км)*.

Результаты измерений различных авторов показывают, что на средних и особенно полярных широтах мелкомасштабные неоднородности, ответственные за скинтилляцию радиозвезд и сигналов ИСЗ, расположены на высотах от 100 до 1000 км. Неоднородности E и E_s слоев ионосферы могут вносить заметный вклад в скинтилляции сигналов, особенно в дневные часы. В авроральной зоне неоднородности на $z_H \approx 100$ км вызывают быстрые скинтилляции сигнала, сопровождающие полярные сияния [110]. Основная часть неоднородностей регистрируется на высотах от 200—250 до 400 км [46, 114, 115, 126] с максимальной появляемостью вблизи высоты максимума слоя F_2 [114].

На рис. 15 показаны результаты измерений высоты неоднородностей, проведенных в Горьком и Мурманске осенью 1965 г. (ИСЗ «Эксплорер-22», $f = 20$ МГц; на рис. 15 Φ — географическая широта).

Довольно часто неоднородности регистрируются в локально расположенных областях, вертикальный размер которых $\Delta z_1 \leq 50 \div 100$ км.

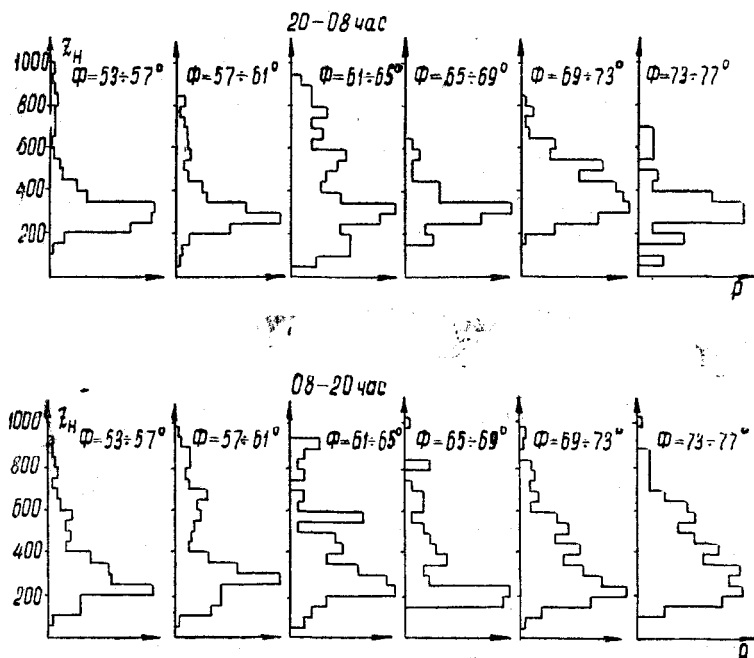


Рис. 15.

* Неоднородности с размерами в 5—10 км, ответственные за ярко выраженные эффекты фокусировки радиоволн в диапазоне частот 10—50 МГц, мы будем классифицировать как фокусирующие неоднородности [108, 109].

Последнее видно из рис. 16, на котором приведены данные об изменении высоты z_n в течение сеанса наблюдений за ИСЗ (на рисунках нанесены также значения широты φ подыоносферной точки для высоты $z \simeq 300$ км).

Существенной зависимости высоты расположения неоднородностей от фазы цикла солнечной активности, по-видимому, нет [111]. Интересно отметить, что по данным наблюдений осенью—зимой 1965 г. в Горьком и Мурманске с ростом магнитной активности число неоднородностей, регистрируемых на больших высотах, особенно в дневные часы, увеличивалось [112]. О появлении неоднородностей на больших высотах в условиях возмущенной ионосферы сообщено также в [113]. Эти данные согласуются также с результатами измерений в Горьком в 1962 г. [114]. Вместе с тем, по данным [115] в 1962 г. средняя высота неоднородностей над Кируной не зависела от магнитного k -индекса.

Интересно отметить, что по результатам измерений в Горьком относительные флуктуации электронной концентрации $\Delta N/N$ в ионосферных неоднородностях в первом приближении слабо зависят от высоты расположения неоднородностей. Аналогичные результаты для крупномасштабных ($\Delta z_n \sim 50 \div 100$ км) неоднородностей получены в [116], где отмечено, что максимальное число неоднородностей регистрируется на высотах $z_n \sim 300$ км, а величина $\frac{1}{N} \text{grad } \Delta N$ для крупномасштабных неоднородностей в первом приближении не зависит от их высоты.

К сожалению, в литературе отсутствуют полные данные о высоте ионосферных неоднородностей в экваториальных районах. Вместе с тем, согласно измерениям [117], вблизи геомагнитного экватора мелкомасштабные неоднородности расположены на высотах $z_n \simeq 350 \div 400$ км.

По данным измерений мелкомасштабные неоднородности имеют ярко выраженный суточный ход. На экваториальных широтах флуктуации сигналов ИСЗ вообще не наблюдаются в дневные часы. На умеренных широтах отношения величины ночных и дневных флуктуаций в среднем составляет примерно 4:1. На высоких широтах средняя величина флуктуаций сигналов в ночные часы превышает уровень дневных флуктуаций менее, чем в два раза. Если учесть, что величина флуктуаций зависит от дисперсии электронной концентрации $\sqrt{(\Delta N)^2}$, то величина относительных флуктуаций электронной концентрации $\frac{\Delta N}{N}$

в области малых масштабов подвержена большим изменениям. (как известно, значения N днем примерно в 2—4 раза больше, чем ночью). Значительному суточному ходу подвержены также амплитудные и фазовые флуктуации, вызванные фокусирующими неоднородностями [86, 109].

Суточный ход крупномасштабных неоднородностей (с размерами порядка десятков сотен километров) выражен в меньшей степени. Для таких неоднородностей вариации электронной концентрации ΔN примерно одинаковы в дневные и ночные часы, однако относительные флуктуации концентрации $\Delta N/N$ ночью в несколько раз больше, чем днем. Флуктуации, вызванные мелкомасштабными неоднородностями, резко возрастают в дневные часы на геомагнитных широтах $\Phi \simeq 50 \div 60^\circ$, достигая максимума в авроральной зоне. В ряде случаев наблюдается максимум флуктуаций на географических широтах $\varphi \sim 30^\circ$ [118, 119].

В годы максимальной активности Солнца ночные флуктуации имеют ярко выраженный максимум на геомагнитном экваторе и мак-

симум в авроральной зоне. В годы, близкие к минимуму активности, имеет место, по-видимому, среднеширотный максимум на геомагнитных широтах $\Phi \sim 50^\circ$ [120]. Изменения параметров неоднородностей с солнечным циклом отчетливо проявляются на экваториальных и высоких широтах и в значительно меньшей степени — на средних широтах (более подробно эти вопросы рассмотрены в [111]).

Мы не будем останавливаться на сезонных изменениях в неоднородной структуре ионосферы, поскольку в этом вопросе нет полной ясности.

Измерения показывают, что неоднородности, ответственные за амплитудные флуктуации, имеют размеры $l \sim 1$ км. На низких частотах ($f \sim 20$ Мгц) существенный вклад могут вносить фокусирующие неоднородности с размерами в 5—10 км [111].

По данным наблюдений в Горьком во время сильных магнитных возмущений ($k \geq 4$) увеличивался вклад в наблюдаемые флуктуации неоднородностей с размерами $l \approx 200 \div 400$ м [114]. По измерениям на экваторе размер неоднородностей (вдоль траектории ИСЗ) составлял 0,4—1,5 км [119]. Размеры неоднородностей поперек магнитного поля, согласно [121], составляли 0,4—0,5 км.

В ряде случаев спектр размеров мелкомасштабных неоднородностей бывает очень узким [109, 122], причем иногда регистрируются ярко выраженные синусоидальные изменения ΔN для размеров $l \sim 1$ км и $l \sim 10$ км*. Чаще, однако, спектр мелкомасштабных неоднородностей ($l \leq 1 \div 5$ км) можно описывать гауссовой зависимостью с характерным размером $l \sim 1$ км. В периоды возмущенной ионосферы могут, по-видимому, наблюдаться неоднородности с широким спектром размеров [44].

По данным наблюдений на экваторе размеры мелких неоднородностей вдоль магнитного поля Земли H в семь и более раз превышают поперечные размеры [121]. Мелкомасштабные неоднородности, по-видимому, вытянуты вдоль поля H также на средних и высоких широтах, однако отчетливых свидетельств об анизотропии на этих широтах нет (см. [114]).

Согласно [21, 86, 107] крупномасштабные неоднородности с размерами порядка 100—200 км вызывают вариации интегральной концентрации электронов $\Delta N_n/N_n \sim (1 \div 2) \cdot 10^{-2}$. Неоднородностям с размерами $l > 500$ км могут соответствовать значения $\Delta N_n/N_n$ до $(1 \div 5) \cdot 10^{-1}$ [124]. По данным, полученным в Стэнфорде в 1964—1965 гг. [125], $\Delta N_n/N_n$ для неоднородностей с размерами 15—400 км растет с ростом их размера (см. также [16, 19]).

О характерных величинах относительных флуктуаций электронной концентрации $\Delta N/N$ для различных размеров можно примерно судить по

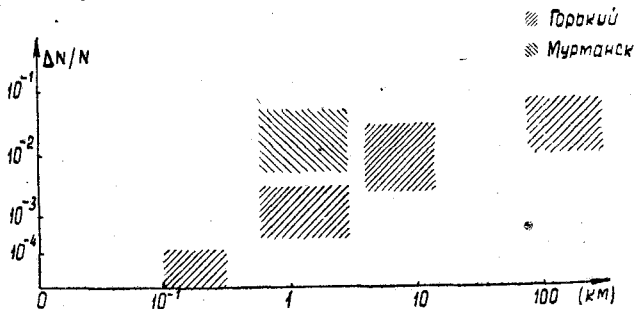


Рис. 17.

* Квазипериодические неоднородности наблюдаются и в области масштабов $\sim 100 - 200$ км [123, 128]. Отметим, что такие неоднородности наблюдались только на широтах $\Phi \lesssim 64^\circ$ [123].

рис. 17 [44]. Следует иметь в виду, однако, что в отдельные периоды возмущенной ионосферы величины $\Delta N/N$ могут существенно превышать средние значения. В частности, на высоких (а в отдельных случаях умеренных) широтах в области масштабов $l \sim 1 \text{ км}$ величина $\Delta N/N$ может достигать значений $(1 \div 2) \cdot 10^{-1}$ [111].

КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

Изложенный в обзоре материал позволяет сделать некоторые выводы.

Изучение различных характеристик принятых на Земле радиоволн, излучаемых с космических аппаратов, является весьма эффективным средством исследования ионосферы. Дисперсионные измерения и наблюдения, основанные на эффекте Фарадея, проводимые при помощи вертикально запускаемых ракет, позволяют с высокой достоверностью получать вертикальные распределения электронной концентрации.

Аналогичные измерения, а также некоторые другие эксперименты (например, измерение рефракции радиоволн), проведенные при помощи ИСЗ, дают возможность вести систематическое изучение зависимости интегральной электронной концентрации (на высотах от Земли до орбиты спутника) от времени суток, сезона, географического положения пункта наблюдения, геомагнитной активности и т. д.

Анализ мерцаний радиосигналов ИСЗ позволяет получить сведения о параметрах ионосферных неоднородностей (высота, спектр размеров, величина флуктуации электронной концентрации), а также исследовать изменения этих параметров в зависимости от различных условий.

Изучение вертикальных распределений электронной концентрации при помощи геофизических ракет показало, что вид $N(h)$ -профиля в районе главного максимума ионизации ($200 \text{ км} < h < 500 \text{ км}$) существенно зависит от солнечной активности. Во время максимума солнечной активности убывание N с высотой выше главного максимума ионизации происходит гораздо медленнее, чем убывание N при уменьшении высоты ниже главного максимума. В годы минимума солнечной активности форма $N(h)$ -профиля близка к симметричной; значение N в главном максимуме и высота, на которой он расположен, уменьшаются. Все ракетные измерения: как дисперсионные, так и основанные на наблюдениях эффекта Фарадея (а также весьма многочисленные измерения, проводимые методом импульсного радиозондирования со спутника), показывают, что выше главного максимума ионизации $N(h)$ -профили монотонны и не имеют дополнительных максимумов. Результаты некоторых дисперсионных измерений, выполненных при помощи спутников, содержащие дополнительные максимумы и минимумы N выше главного максимума ионизации, являются ошибочными.

Многочисленные измерения интегральной электронной концентрации N_p , охватывающие период от максимума (1958 г.) до минимума (1966 г.) солнечной активности, проведены путем радиоприема сигналов ИСЗ. Полученные закономерности поведения N_p в основном повторяют (на средних широтах) соответствующие закономерности изменения электронной концентрации в максимуме области F . Однако часть ионосферы, расположенная выше максимума слоя F , более подвержена вариациям при изменениях солнечной активности, чем нижняя часть.

Неоднородности ионосферы, ответственные за флуктуации сигналов ИСЗ, расположены в основном вблизи максимума слоя F ионосферы, хотя в отдельных случаях (особенно в периоды геомагнитных возмуще-

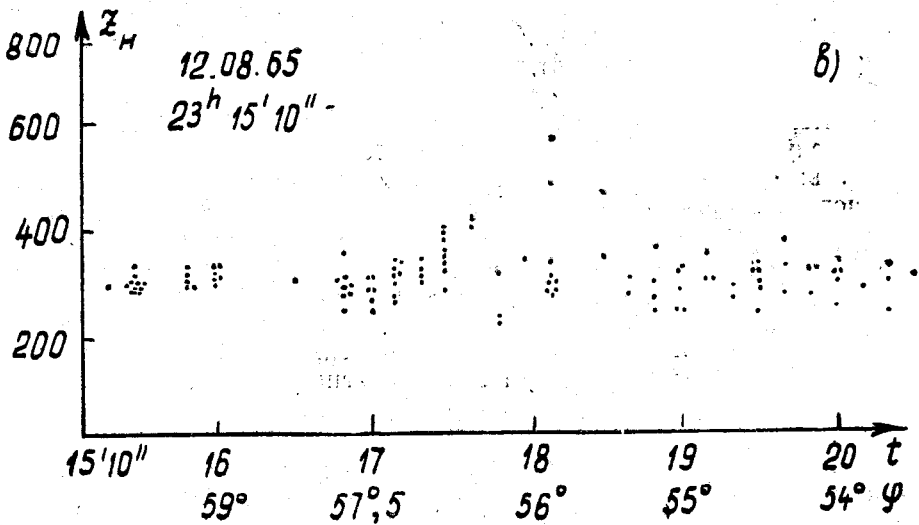
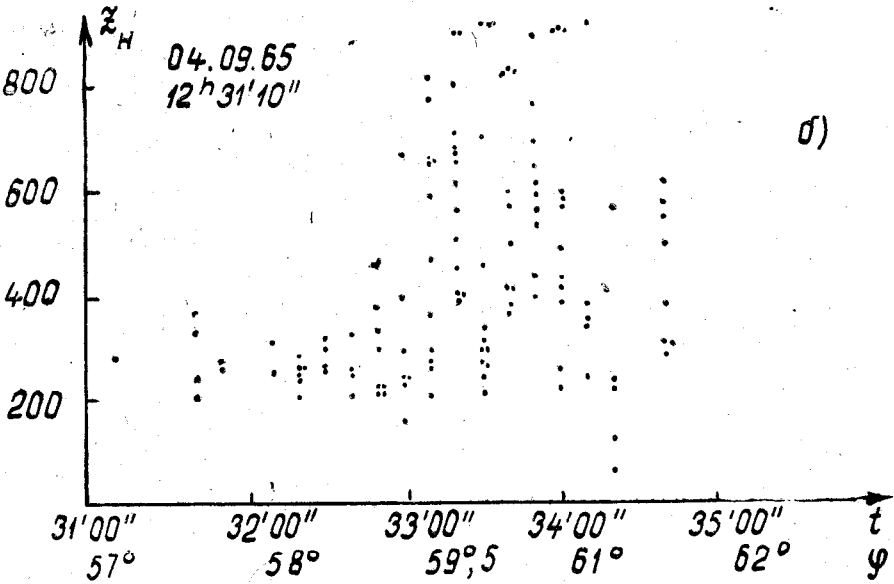
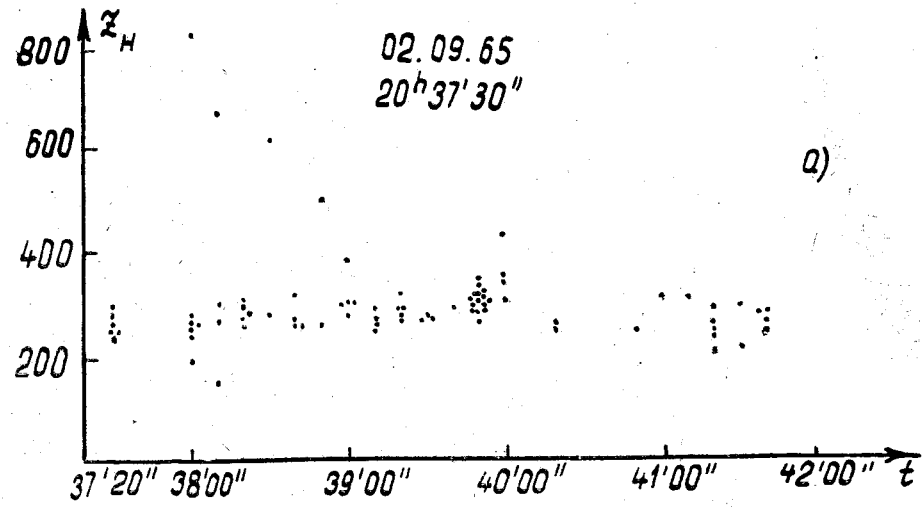


Рис. 16.

ний) флуктуации сигналов могут быть вызваны и неоднородностями, расположенными на больших высотах. Спектр размеров неоднородностей занимает интервал от нескольких сотен метров до нескольких сотен километров. Величина флуктуации электронной концентрации растет в среднем с ростом размера неоднородностей. Неоднородности подвержены значительным суточным и широтным изменениям. Характер сезонного хода и зависимость параметров неоднородностей от солнечного цикла различны для разных широт.

ЛИТЕРАТУРА

1. Новейшие исследования распространения радиоволн вдоль земной поверхности, сб. под ред. Л. И. Мандельштама и Н. Д. Папалекси, Гостехиздат, 1945, стр. 7.
3. Н. Д. Папалекси, сб. Труды экспедиций по наблюдению полного солнечного затмения 19.VI.1936, т. 1, изд. АН СССР, 1937, стр. 115.
3. J. C. Seddon, J. Geophys. Res., 58, № 3, 323 (1953).
4. К. И. Грингауз, ДАН СССР, 120, № 6, 1234 (1958).
5. J. C. Seddon, J. E. Jackson, Ann. Geophys., 14, 1 (1958).
6. W. W. Berning, J. Geophys. Res., 65, № 9, 2589 (1960).
7. К. И. Грингауз, В. А. Рудаков, сб. Искусственные спутники Земли, вып. 6, 48, 1961.
8. В. А. Рудаков, сб. Искусственные спутники Земли, вып. 10, 102, 1961.
9. J. E. Jackson, S. J. Bauer, J. Geophys. Res., 66, № 9, 3055 (1961).
10. S. J. Bauer, L. J. Bluml, J. L. Donley, R. J. Fitzenteiter, J. E. Jackson, J. Geophys. Res., 69, № 1, 186 (1964).
11. В. А. Рудаков, Космические исследования, 2, № 6, 946 (1964).
12. М. Есперсен, О. Петерсен, Д. Рибнер, Б. Бьелланд, О. Хольт, Б. Лэндмарк, Электронная концентрация в ионосфере и экзосфере, изд. Мир, М., 1966, стр. 32 (перевод с английского).
13. В. А. Рудаков, И. А. Кнорин, Труды Всесоюзной конференции по итогам МГСС (в печати).
14. J. V. Evans, Proc. Phys. Soc., 69B, 935 (1965).
15. E. G. Smith, Nature, 165, 422 (1950).
16. C. G. Little, A. C. B. Lovell, Nature, 165, 423 (1950).
17. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, Физматгиз, 1960.
18. COSPAR Inf. Bull., № 17, 1964.
19. К. И. Грингауз, Ю. А. Кравцов, В. А. Рудаков, С. М. Рытов, Геомагнетизм и аэронаомия, 5, № 4, 762 (1965).
20. К. И. Грингауз, Ю. А. Кравцов, В. А. Рудаков, С. М. Рытов, Геомагнетизм и аэронаомия, 6, № 3, 568 (1966).
21. Л. М. Ерухимов, Н. А. Митяков, Э. Е. Митякова, сб. Исследования космического пространства, изд. Наука, М., 1965, стр. 147.
22. Я. Л. Альперт, Геомагнетизм и аэронаомия, 4, № 3, 479 (1964).
23. Я. Л. Альперт, В. М. Синельников, Геомагнетизм и аэронаомия, 5, № 2, 209 (1965).
24. Я. Л. Альперт, В. М. Синельников, сб. Исследования космического пространства, изд. Наука, М., 1965, стр. 123.
25. В. А. Мисюра, Г. К. Солодовников, В. М. Мигунов, Космические исследования, 3, № 4, 595 (1965).
26. В. А. Мисюра, Г. К. Солодовников, Е. В. Крохмальников, В. М. Мигунов, сб. Исследования космического пространства, изд. Наука, М., 1965.
27. В. А. Мисюра, Г. К. Солодовников, В. М. Мигунов, Космические исследования, 5, № 1, 82 (1967).
28. Н. А. Митяков, Э. Е. Митякова, Геомагнетизм и аэронаомия, 3, № 5, 858 (1963).
29. F. de Mendonca, J. Geophys. Res., 67, № 6, 2315, 1962.
30. К. И. Грингауз, В. А. Рудаков, ДАН СССР, 132, № 6, 1311 (1960).
31. Y. Nakata, Rep. Ionosph. Space Res. Japan, 19, № 1, 51 (1965).
32. O. K. Garriott, F. L. Smith, P. C. Yuen, Planet. Sp. Sci., 13, № 8, 829 (1965).
33. Э. Е. Митякова, Геомагнетизм и аэронаомия, 4, № 4, 668 (1964).
34. Э. Е. Митякова, Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 3, № 6, 949 (1960).

35. C. G. Little, R. S. Lawrence, J. Res. NBS, **64D**, № 85, 335 (1960).
36. E. Golton, J. Atm. Terr. Phys., **24**, 554 (1952).
37. F. de Mendonca, O. K. Garriott, J. Geophys. Res., **68**, 4917 (1963).
38. Л. М. Ерухимов, Н. А. Митяков, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **7**, № 3, 556 (1964).
39. В. В. Виткевич, Радиотехника и электроника, **3**, 478 (1957).
40. J. E. Titheridge, J. Atm. Terr. Phys., **26**, 159 (1964).
41. Я. Л. Альперт, Э. Ф. Чудесенко, Б. С. Шапиро, сб. Предварительные итоги научных исследований с помощью первых советских ИСЗ и ракет, изд. АН СССР, 1958.
42. J. M. Kelso, J. Atm. Terr. Phys., **16**, 337 (1959).
43. V. R. Eshleman, O. K. Garriott, R. L. Leadabrand and A. M. Peterson, J. Geophys. Res., **71**, 3325 (1966).
44. Л. М. Ерухимов, Диссертация, Горьковский университет, 1965.
45. Н. Г. Денисов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **4**, № 4, 630 (1961).
46. Л. М. Ерухимов, Геомagnetизм и астрономия, **2**, № 4, 688 (1962).
47. Л. М. Ерухимов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **5**, № 5, 839 (1962).
48. Я. И. Альберт, Л. М. Ерухимов, В. А. Рыжов, В. П. Урядов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).
49. Ратклиф, Проблемы современной физики, № 10, 1957.
50. Л. М. Ерухимов, Геомagnetизм и астрономия, **6**, № 1, 75 (1964).
51. Н. А. Митяков, Э. Е. Митякова, В. А. Череповицкий, Геомagnetизм и астрономия, **3**, № 5, 816 (1963).
52. Я. Л. Альперт, УФН, **92**, вып. 3, 408 (1966).
53. Я. Л. Альперт, Л. Н. Витшас, В. М. Синельников, Геомagnetизм и астрономия, **5**, 104, 840 (1965).
54. Д. А. Кейн, Распределение электронной концентрации в ионосфере и экзосфере, изд. Мир, М., 1964, стр. 84 (перевод с английского).
55. S. J. Bauer, J. E. Jackson, J. Geophys. Res., **67**, № 4, 1675 (1962).
56. J. L. Donley, J. Geophys. Res., **68**, № 7, 2058 (1963).
57. О. К. Гарриот, Распределение электронной концентрации в ионосфере и экзосфере, изд. Мир, М., 1964, стр. 256 (перевод с английского).
58. K. Rawer, Space Sci. Rev., **3**, № 3, 380 (1964).
59. В. А. Мисюра, Д. Д. Осипов, Е. Б. Крохмальников, Г. К. Солодовников, Космические исследования, **3**, № 4, 604 (1965).
60. J. V. Evans, J. Atm. Terr. Phys., **11**, 259 (1957).
61. S. J. Bauer, F. B. Daniels, J. Geophys. Res., **63**, 439 (1958).
62. S. J. Bauer, F. B. Daniels, J. Geophys. Res., **64**, 1371 (1959).
63. K. H. Schmelovsky, L. Klinker, R. Knuth, Gerl. Beitr. Geophys., **67**, 321 (1958).
64. L. Klinker, K. H. Schmelovsky, R. Knuth, Gerl. Beitr. Geophys., **69**, 328 (1960).
65. W. J. Ross, J. Geophys. Res., **65**, 2601 (1960).
66. O. K. Garriott, J. Geophys. Res., **65**, 1151 (1960).
67. K. C. Yeh, G. W. Swenson, J. Geophys. Res., **66**, 1061 (1961).
68. G. H. Munro, J. Geophys. Res., **67**, 147 (1962).
69. R. S. Lawrence, D. Saw Posakony, O. K. Garriott, S. C. Hall, J. Geophys. Res., **68**, 1889 (1963).
70. L. J. Blumle, J. Geophys. Res., **67**, 4601 (1962).
71. J. E. Titheridge, J. Atm. and Terr. Phys., **26**, 177 (1964).
72. R. S. Roger, J. Atm. and Terr. Phys., **26**, 475 (1964).
73. P. E. Chessaesi, M. T. de Giorgio, J. Atm. and Terr. Phys., **28**, 113 (1966).
74. H. Hiblend, W. J. Ross, J. Geophys. Res., **71**, 2243 (1966).
75. K. C. Yeh, B. J. Flaherty, J. Geophys. Res., **71**, 4557 (1966).
76. G. F. Lyon, Canad. J. Phys., **43**, 1039 (1965).
77. K. H. Schmelovsky, D. Felske, Gerl. Beitr. Geophys., **74**, 451 (1965).
78. J. M. Goodman, J. Geophys. Res., **71**, 985 (1966).
79. Tuhi Ram Tyagi, Y. V. Somayajulu, Radio Science, **1**, 1125 (1966).
80. R. V. Bhonsle, Algo de Rosa, O. K. Garriott, Radio Science, **69D**, 7 (1965).
81. C. Munther, Radio Science, **1**, 1141 (1966).
82. J. A. Klobuchar, H. G. Whitney, Radio Science, **1**, 1149 (1966).
83. P. F. Chessaesi, Radio Science, **1**, 1155 (1966).
84. Н. А. Митяков, Э. Е. Митякова, В. А. Череповицкий, Космические исследования, **4**, 249 (1966).
85. Э. Е. Митякова, В. А. Череповицкий, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **10**, № 1, 7 (1967).

86. Н. А. Митяков, Э. Е. Митякова, В. А. Череповицкий, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика. (в печати).
87. Т. С. Керблай, Геомagnetизм и астрономия, **6**, 322 (1966).
88. A. N. Hunter, A. R. Webster, R. F. Relleher, P. E. Miall, *Nature*, **209**, 4987 (1965).
89. P. C. Yuen, T. H. Roelofs, *J. Geophys. Res.*, **71**, 849 (1966).
90. A. Dalgarno, M. B. McElroy, J. C. C. Walker, *Planet. Space Sci.*, **15**, 331 (1967).
91. Т. К. Бреус, Г. Л. Гдалевич, *Космические исследования*, **3**, 877 (1965).
92. K. L. Jones, *Planet. Space Sci.*, **15**, 295 (1967).
93. J. V. Evans, G. N. Taylor, *Proc. Roy. Soc.*, **263A**, 189 (1961).
94. L. J. Blumle, W. J. Ross, *J. Geophys. Res.*, **67**, 896 (1962).
95. L. Liszka, *Nature*, **208**, 5007, 280 (1965).
96. L. Liszka, *Acta Geophys. Polon.*, **13**, № 4, 221 (1965).
97. W. T. Blackband, B. Burgess, I. L. Jouis, G. L. Lawson, *Nature*, **183**, 1172 (1959).
98. Электронная концентрация в ионосфере и экзосфере, изд. Мир, М., 1966, стр. 243 (перевод с английского).
99. L. H. Brace, B. M. Reddy, *J. Geophys. Res.*, **70**, 5783 (1965).
100. L. H. Brace, B. M. Reddy, H. G. Mayr, *J. Geophys. Res.*, **72**, 265 (1967).
101. M. H. Ress, *Planet. Space Sci.*, **11**, 1209 (1963).
102. R. D. Sharp, J. E. Evans, R. G. Jonson and J. B. Reagan, Paper presented at the Fifth Inter. Space Sci. Symposium, Florence, 1964.
103. K. I. Maeda, T. Sato, *Proc. IRE*, **47**, 232 (1959).
104. G. N. Taylor, *J. Atm. Terr. Phys.*, **27**, 735 (1965).
105. T. G. Hame, W. D. Stuart, *Proc. IRE*, **48**, 1876 (1960).
106. G. N. Taylor, *Nature*, **189**, 740 (1961).
107. Э. Е. Митякова, Н. А. Митяков, В. А. Череповицкий, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика (в печати).
108. D. E. Singlesson, *J. Res. NBS*, **68D**, № 8, 867 (1964).
109. Л. М. Ерухимов, В. А. Рыжов, *Геомagnetизм и астрономия*, **5**, № 4, 693 (1965).
110. L. Liszka, *Scient. Report № 3, Contr. № AF 61*, (052)—678, 1964.
111. G. G. Getmantsev, L. M. Eroukhimov, *Annals of IQSY* (in press).
112. Н. А. Баковина, Л. М. Ерухимов, Труды конференции по итогам МГСС, М., 1967 (в печати).
113. J. A. Gledhill, The report at the URSI XV General assembly, Munich, 1966.
114. Л. М. Ерухимов, *Космические исследования*, **3**, № 4, 584 (1965).
115. L. Liszka, *Scient. Rep.*, № 7, *Contr. № 7AF 61* (052)—678, 1964.
116. G. F. Stuart, J. E. Titheridge, *J. Atm. Terr. Phys.*, **28**, № 2, 255 (1966).
117. G. S. Kent, J. R. Koster, *Nature*, **191**, 1085 (1961).
118. G. H. Munro, *J. Geophys. Res.*, **68**, № 1, 117 (1963).
119. Ю. С. Коробков, В. В. Писарева, *Геомagnetизм и астрономия*, **5**, № 3, 423 (1965).
120. Л. М. Ерухимов, Ю. С. Коробков, О. И. Максименко, Н. А. Митяков, Э. Е. Митякова, В. О. Рапопорт, В. А. Череповицкий, В. П. Урядов, *Геомagnetизм и астрономия*, **8**, № 1, 172 (1968).
121. J. R. Koster, *J. Geophys. Res.*, **68**, № 9, 2579 (1963).
122. J. L. Jespersen, G. Kamas, *J. Atm. Terr. Phys.*, **26**, № 4, 457 (1964).
123. Э. Е. Митякова, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **11**, № 5, 770 (1968).
124. Л. М. Ерухимов, Н. А. Митяков, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **7**, № 3, 556 (1964).
125. R. V. Bhonsle, *J. Geophys. Res.*, **71**, № 19, 4571 (1966).
126. J. P. McClure, *J. Geophys. Res.*, **69**, 2775 (1964).
127. K. C. Yeh, G. W. Swenson Jr., *Radio Sci. J. Res. NBS*, **68D**, № 8, 881 (1964).
128. N. N. Rao, K. C. Yeh, Preprint of the report at the COSPAR X session, London, 1967.

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете
и Радиотехнический институт
АН СССР

Поступила в редакцию
17 августа 1967 г.