

## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА ОБ ИССЛЕДОВАНИЯХ ИОНОСФЕРЫ

Я. Л. Альперт

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	262
2. Общая картина распространения радиоволн в ионосфере . . . . .	263
3. Структура ионосферы . . . . .	276
4. Суточный и сезонный ход ионосферы. Данные о различных слоях . . . . .	278
5. Нерегулярные явления в ионосфере . . . . .	286
Цитированная литература . . . . .	300

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Прошло несколько больше двух десятилетий с того момента, когда с помощью радиотехнических методов было впервые<sup>1,2</sup> экспериментально доказано существование ионизированных проводящих слоёв над земной поверхностью, расположенных значительно выше стратосферы. Область атмосферы, содержащая эти слои, в дальнейшем получила название ионосферы.

За эти двадцать лет проблема исследований ионосферы очень быстро развилась, и в настоящее время она представляет собой довольно стройную картину. Вместе с тем, ряд основных вопросов остаётся неразрешённым, и поэтому, несмотря на известную законченность картины, она всё же имеет много существенных пробелов.

Просматривая журнальную литературу, можно легко заметить, в каком направлении развиваются в последние годы как экспериментальные, так и теоретические исследования ионосферы, и довольно точно очертить круг неразрешённых проблем. Поскольку в дальнейшем изложении мы будем лишь вскользь касаться этих вопросов (и то не всех), постольку, быть может, полезно уже с самого начала указать на некоторые из них.

Во-первых, остаётся неясным вопрос об образовании нескольких слоёв в ионосфере. В некоторой мере это объясняется тем, что до сих пор точно неизвестен газовый состав тех областей атмосферы, в которых расположены эти слои. Имеется ещё мало данных о процессах, определяющих общий баланс ионизации в каждом из слоёв. Легко увидеть, как центр тяжести физических теорий об

ионосфере переместился в область исследования микропроцессов. изучения ионосферы как плазмы в целом, изучения механизма ионизации, процессов рекомбинации, соударения, диффузии и т. п.<sup>3-12</sup>. в то время, как ещё до последнего времени основная часть работ посвящалась макротeorии ионосферы — вопросу распространения радиоволн в неоднородной анизотропной среде типа ионосферы.

Во-вторых, большое место занимает в этих исследованиях проблема слоя  $F_2$ , вопрос о его морфологии. Сюда относятся вопросы о климате слоя  $F_2$ , о характере и причинах его долготного эффекта, о сжатии и расширении слоя, о части спектра солнечного излучения, вызывающей ионизацию слоя, и др.<sup>13-20</sup>.

В-третьих, не имеют законченного объяснения явления, происходящие в период ионосферных бурь.

В-четвёртых, укажем ещё на неясности, возникающие при анализе причин, вызывающих появление спорадического слоя  $E$  и ряда других нерегулярных явлений в ионосфере.

В рамках настоящей статьи не представляется целесообразным останавливаться подробно на вопросах теории ионосферы, тем более, что им посвящены другие недавно вышедшие работы<sup>21-23</sup>, а основное внимание уделяется лишь общему состоянию наших сведений об ионосфере, полученных в основном радиофизическими методами

## 2. ОБЩАЯ КАРТИНА РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Ввиду той исключительной роли, которую играют, с одной стороны, радиометоды в исследованиях ионосферы, а с другой стороны, ионосфера в вопросах радиосвязи, целесообразно остановиться прежде всего на рассмотрении общих результатов теории распространения радиоволн в ионосфере.

### а) Коэффициент преломления ионосферы Состояние поляризации волны

Для анализа электрических свойств среды и свойств распространяющейся в ней волны рассмотрим распространение плоской монохроматической волны

$$E \sim e^{i\omega \left( t - \frac{N\mathbf{r}}{c} \cdot \mathbf{n} \right)} \quad (2.1)$$

в ионизированной среде, состоящей из свободных электронов. Из дальнейшего будет видно, что в настоящее время можно считать экспериментально доказанным, что основную роль играют во всех слоях ионосферы электроны, а не ионы.

В формуле (2,1)  $\mathbf{N}$  есть нормаль к фронту волны,  $\omega$  — угловая частота,  $t$  — время,  $\mathbf{r}$  — вектор точки пространства,  $c$  — скорость света в вакууме и  $n$  — коэффициент преломления.

Применяя уравнение движения электрона под воздействием падающей на слой волны (с учётом наличия внешнего магнитного поля земли  $\mathbf{H}_0$ )

$$m \ddot{\mathbf{r}}_0 = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c} [\mathbf{r} \mathbf{H}_0] \quad (2,2)$$

и соотношение между вектором электрической индукции ( $\mathbf{D}$ ) и вектором поляризации единицы объёма среды ( $\mathbf{P} = -eN_0 \mathbf{r}_0$ )

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}, \quad (2,3)$$

получаем, что диэлектрическая постоянная равна

$$\epsilon' = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1-h_x^2}{1-h^2} v, & \frac{h_x h_y - i h_z}{1-h^2} v, & \frac{h_x h_z + i h_y}{1-h^2} v \\ \frac{h_x h_y + i h_z}{1-h^2} v, & 1 - \frac{1-h_y^2}{1-h^2} v, & \frac{h_y h_z - i h_x}{1-h^2} v \\ \frac{h_x h_z - i h_y}{1-h^2} v, & \frac{h_y h_z + i h_x}{1-h^2} v, & 1 - \frac{1-h_z^2}{1-h^2} v \end{pmatrix} \quad (2,4)$$

где

$$\left. \begin{aligned} v &= \frac{4\pi N_0 e^2}{m \cdot \omega^2}, & h &= \frac{eH_0}{mc \cdot \omega}, \\ h_x &= h\alpha_H, & h_y &= h\beta_H, & h_z &= h\gamma_H, \end{aligned} \right\} \quad (2,5)$$

а  $N_0$  есть количество электронов в  $1 \text{ см}^3$ ,  $m$  и  $e$  — соответственно масса и заряд электрона,  $H_0$  — напряжённость земного магнитного поля и  $\alpha_H$ ,  $\beta_H$ ,  $\gamma_H$  — косинусы углов вектора  $\mathbf{H}_0$  соответственно с осями  $x$ ,  $y$  и  $z$  \*).

Мы видим, что диэлектрическая постоянная ионосферы является тензором, т. е. мы имеем дело с анизотропной средой, а именно, со случаем магнитоактивной искусственной анизотропии, вызываемой внешним магнитным полем земли. Естественно, таким образом, ожидать, что здесь должно наблюдаться двойное лучепреломление и, в частности, эффект Фарадея в случае, когда  $\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{N}$  коллинеарны ( $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{N}$ ), и эффект Коттон-Мутона, когда  $\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{N}$  взаимно перпендикулярны ( $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{N}$ ).

Подставляя в волновое уравнение

$$\Delta \mathbf{E} - \text{grad div } \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{D} = 0$$

\* При выводе (2,4) мы пренебрегаем поглощением в среде. Это означает, что частота  $\nu$  соударений электронов с соседними частицами принимается малой по сравнению с  $\omega$  ( $\nu \ll \omega$ ).

значение вектора электрической индукции  $\mathbf{D}$ , вычисленное с помощью (2,3) и (2,4), можно получить, после некоторых преобразований, уравнения, связывающие компоненты электрического поля:

$$\left. \begin{aligned} E_x(n^2 - \varepsilon - n^2 \alpha^2) + E_y(-n^2 \alpha \beta + i\varepsilon_1) + E_z(-n^2 \alpha \gamma) &= 0, \\ E_x(-n^2 \alpha \beta - i\varepsilon_1) + E_y(n^2 - \varepsilon - n^2 \beta^2) + E_z(-n^2 \beta \gamma) &= 0, \\ E_x(-n^2 \alpha \gamma) + E_y(-n^2 \beta \gamma) + E_z(n^2 - \varepsilon_0 - n^2 \gamma^2) &= 0, \end{aligned} \right\} (2,6)$$

где

$$\varepsilon = 1 - \frac{v}{1 - h^2}, \quad \varepsilon_1 = \frac{hv}{1 - h^2}, \quad \varepsilon_0 = 1 - v$$

и  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  — соответственно угловые коэффициенты нормали  $\mathbf{N}$  к фронту волны. Для упрощения формул ось  $Z$  выбрана совпадающей с  $\mathbf{H}_0$ .

Из (2,6) непосредственно получаем для коэффициента преломления формулу

$$n^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - h^2(1-\gamma^2) \pm \sqrt{h^4(1-\gamma^2)^2 + 4h^2\gamma^2(1-v)^2}}, \quad (2,7)$$

в которой  $\gamma$  равно косинусу угла  $\gamma_0$  между нормалью  $\mathbf{N}$  к фронту волны и вектором магнитного поля земли  $\mathbf{H}_0$ .

Из формулы (2,7) следует двоякопреломляемость ионосферы. Принято считать, что верхний знак корня в выражении (2,4) определяет коэффициент преломления  $n_1$  так называемой обыкновенной волны, а нижний знак —  $n_2$  необыкновенной волны, на которые расщепляется распространяющаяся в ионосфере волна. Легко видеть из (2,7), что обе волны в ионосфере по существу необыкновенные, так как ни одна из них не является сферической. На рис. 1 представлена зависимость величины  $(1:n_1)$  и  $(1:n_2)$  от  $\gamma_0$  для различных постоянных значений  $v$ . Для удобства принято, что при  $\gamma_0 = 0$  величины  $(1:n_1)$  и  $(1:n_2)$  равны одинаковым отрезкам при всех значениях  $v$ . Кривые на рисунке, таким образом, характеризуют изменение формы фронта волны с увеличением  $v$  (а следовательно, и степени ионизации слоя  $N_0$ ), т. е. с приближением, как мы увидим дальше, к месту отражения каждой из волн. Из рисунка видно, что форма фронта каждой из волн существенно отлична от сферической, и что в области отражения обыкновенная волна имеет седлообразную, а необыкновенная вытянутую эллиптическую форму.

Весьма большую роль во всех исследованиях ионосферы играет формула (2,7), поэтому мы рассмотрим несколько подробнее её свойства. Напоминаем, что (2,7) выведена для случая  $v = 0$ , т. е. без учёта поглощения в среде. Если принять  $v \neq 0$ , то для тех значений  $\frac{v}{1-h^2}$ , с которыми чаще всего сталкиваются в ионосфере, свойства  $n^2$  мало отличаются от свойств выражения (2,7), в котором не учитывается  $v$ .

Из анализа формулы (2,7) видно (см. рис. 2, 3, 4), что с увеличением  $\nu$ , т. е. степени ионизации среды, значения  $n_1^2$  (сплошные линии на рисунках) и  $n_2^2$  (пунктир) первоначально убывают от значения, равного единице, до значения, равного нулю.

Коэффициент преломления  $n_1$  имеет во всём диапазоне частот одно значение, равное нулю при

$$\nu_{01} = 1. \quad (2,8)$$

Исключение составляет лишь случай  $\gamma = 1$ , т. е. продольное распространение, когда  $n_1^2 = 0$  при  $\nu = 1 + h$ .

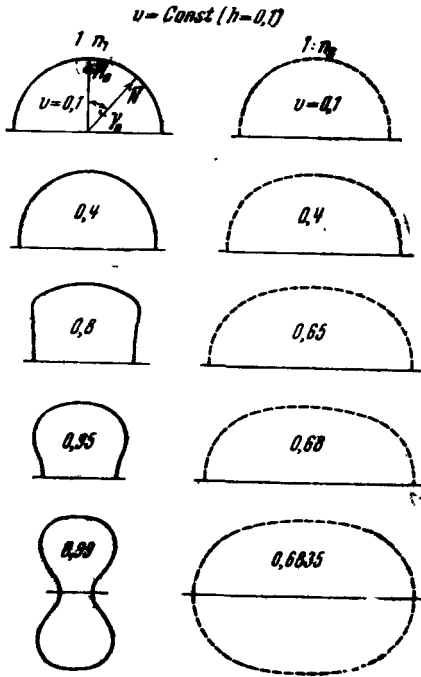


Рис. 1.

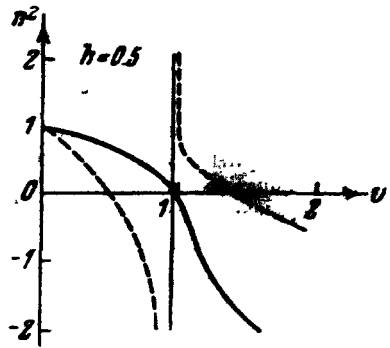


Рис. 2.

Коэффициент преломления  $n_2^2$  равен нулю при  $h < 1$  для значений

$$\nu_{02} = 1 - h \quad \text{и} \quad \nu_{03} = 1 + h, \quad (2,9)$$

а при  $h > 1$  для значений  $\nu = 1 + h$ .

При  $\gamma = 1$   $n_2^2 = 0$  только при  $\nu_{02} = 1 - h$ .

Из рисунков также видно, что как  $n_1^2$ , так и  $n_2^2$  претерпевают в некоторых случаях разрыв непрерывности, который исчезает и превращается в острый максимум при  $\nu \neq 0$ . Значения  $\nu$ , при которых  $n^2 = \infty$ , определяются для  $n_1$  и  $n_2$  одной и той же формулой

$$\nu_{\infty} = \frac{1 - h^2}{1 - h^2 \gamma^2}. \quad (2,10)$$

При этом  $n_1 = \infty$  в диапазоне частот, определяемом из условия

$$1 < h \cos \gamma_0. \quad (2,11)$$

а  $n_2 = \infty$  при

$$1 > h. \quad (2,12)$$

Значения  $v$ , при которых  $n_{1,2} = 0$ , важны для различных расчётов, так как определяют величину степени ионизации  $N_0$ , при которой отражается соответствующая волна. Это связано с тем, что при распространении волны в неоднородной по оси  $Z$  среде вдоль  $Z$ , как это имеет место в ионосфере при вертикальном падении волны на слой, полное её отражение происходит в случае  $v = 0$  при

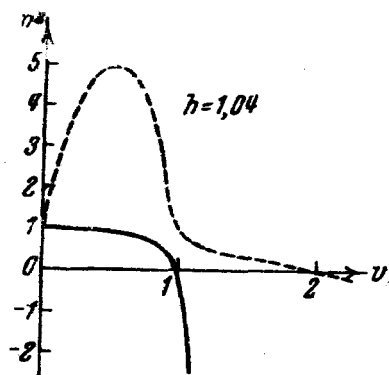


Рис. 3.

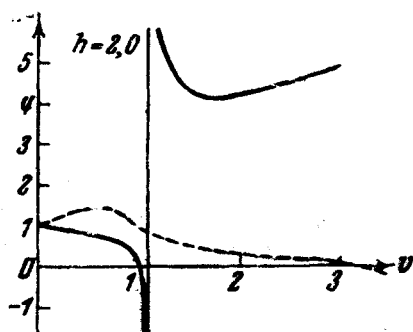


Рис. 4.

$n = 0$ <sup>23,24,25</sup>. При учёте поглощения<sup>26</sup> ( $v \neq 0$ ) отражение волны происходит при

$$n^2 - x^2 = 0,$$

где  $x$  есть коэффициент поглощения — мнимая часть комплексного коэффициента преломления

$$n^* = n - ix.$$

Из системы уравнений (2,6) можно также вычислить отношения между различными компонентами электромагнитного поля. Легко показать, например, что в плоскости фронта волны отношение между составляющими вектора электрической индукции равно

$$\frac{D_x}{D_y} = i \frac{2h\gamma(1-v)}{h^2(1-\gamma^2) \mp \sqrt{h^4(1-\gamma^2)^2 + 4h^2\gamma^2(1-v)^2}} = iM_{1,2}. \quad (2,13)$$

(Ось  $x$  лежит в плоскости  $(\mathbf{N}\mathbf{H}_0)$  и перпендикулярна  $\mathbf{N}$ .)

Аналогичные выражения можно получить для отношения компонент электрического и магнитного векторов поля.

Из (2,13) видно, что и обыкновенная и необыкновенная волны эллиптически поляризованы, причём они имеют различные знаки вращения. В случае, когда угол между  $\mathbf{N}$  и  $\mathbf{H}_0$  меньше  $\frac{\pi}{2}$ , так на-

зывается обыкновенная волна [верхний знак у корня в (2,13)] имеет левое вращение поляризации, а необыкновенная волна — правое вращение. Из (2,13) следует также, что

$$M_1 = -\frac{1}{M_2}, \quad (2,14)$$

где индексы (1) и (2) относятся соответственно к обыкновенной и необыкновенной волнам.

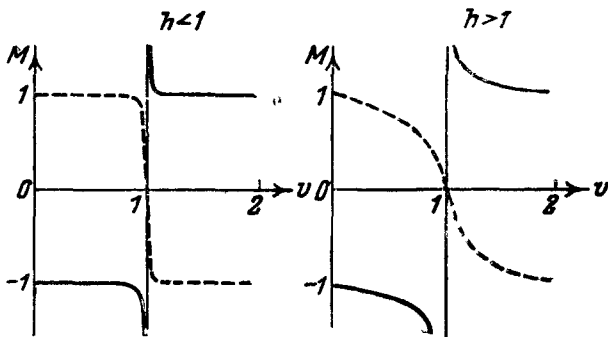


Рис. 5.

Рис. 6.

На рис. 5 и 6 представлена зависимость  $M_1$  (сплошная линия) и  $M_2$  (пунктир) от  $\nu$  [т. е. степени ионизации слоя  $N_0$  — см. (2,5)] для двух различных значений  $h$  в случае  $\gamma > 0$ . Из рисунков видно, что при  $\nu=1$  (область отражения обыкновенной волны) обе волны становятся линейно поляризованными, причём при  $\nu > 1$  знаки вращения поляризации обеих волн меняются на обратные.

В опытах важно знать состояние поляризации отражённой от ионосферы волны при её выходе из ионосферы. Точные расчёты показывают<sup>27,28</sup>, что в этом случае получаются правильные результаты, если в формуле (2,13)  $\nu \rightarrow 0$  (т. е. применим предельный переход приближения геометрической оптики). На рис. 7 представлены результаты соответствующего расчёта  $M_2$  [по формуле (2,13)] в зависимости от угла  $\gamma_0$  между нормалью  $\mathbf{N}$  к фронту волны и вектором магнитного поля земли  $\mathbf{H}_0$  для различных значений  $h$ .

Из предыдущего видно, что эллипс поляризации обыкновенной волны расположен так, что его большая ось направлена вдоль проекции вектора  $\mathbf{H}_0$  на плоскость фронта волны; вдоль этого же направления расположена малая ось эллипса необыкновенной волны.

### б) Траектория волны в ионосфере

Для анализа распространения радиоволн в ионосфере оказывается применимым, почти вплоть до самого места отражения волны, приближение геометрической оптики<sup>21,23</sup>. Это означает, что при рассмо-

трении траектории волны в слое можно пользоваться, с большой степенью точности, лучевой трактовкой вопроса.

Каждый из слоев ионосферы представляет собой неоднородную по высоте среду, т. е. в каждом из них степень ионизации первоначально растёт с высотой от значений  $N_0$ , близких к нулю в начале слоя, достигает на некоторой высоте максимума  $N_M$ , а затем убывает.

Так как коэффициент преломления меньше единицы и убывает с высотой (см. рис. 2 — 4) от значения, равного единице в начале слоя, то фронт падающей на слой волны постепенно искривляется и достигает области, где луч становится горизонтальным. В этом месте

$$n = \sin \chi_0 \quad (2,15)$$

(где  $\chi_0$  — угол падения волны в начале слоя), так как на всём пути волны соблюдается для фронта волны закон Снеллиуса:

$$n \sin \chi = \sin \chi_0 = \text{const.}$$

В дальнейшем луч возвращается обратно на землю по траектории, симметричной (относительно точки отражения) пути поступления волны в слой. В случае вертикального падения проникновение луча в слой происходит до области  $n=0$ , где волна поворачивает в обратную сторону. В обоих случаях, при условии, если значения  $n = \sin \chi_0$  или  $n=0$  достигаются на расстоянии в несколько длин волн и более от максимума слоя (что зависит от частоты падающей волны), отражение почти полное (если  $\nu=0$ ), т. е. коэффициент отражения близок к единице.

Эта простая картина вполне правильно описывает траекторию волны в неоднородной среде типа ионосферы в том случае, если пренебречь магнитным полем земли. При учёте магнитного поля земли картина усложняется. Не говоря уже о том, что волна расщепляется при этом на две — обыкновенную и необыкновенную, — которые распространяются по различным траекториям и отражаются в разных местах слоя; каждая из этих траекторий имеет более сложный вид. Это объясняется сложной зависимостью коэффициента преломления от угла между нормалью к фронту волны и направлением магнитного поля земли, величина которого изменяется непрерывно на

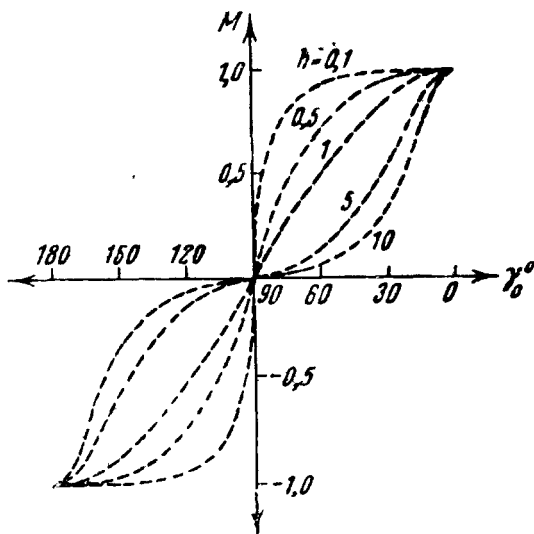


Рис. 7.



всём пути распространения волны в слое. В данном случае траектория волны не может характеризоваться нормалью  $\mathbf{N}$  к фронту волны уже потому, что направление  $\mathbf{N}$  не совпадает с направлением потока энергии — вектора Пойнтинга, усреднённого во времени. Сложности, которые возникают в данном случае, хорошо видны уже из кинематики нормали к фронту бесконечной плоской волны, траектория

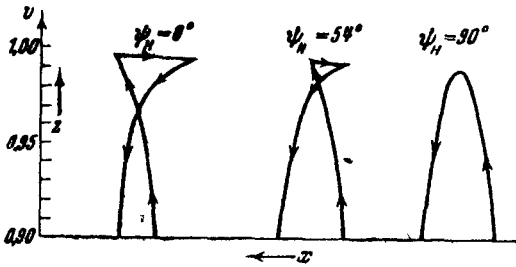


Рис. 8.

которой представлена на рис. 8<sup>29</sup>. Кроме того, на опыте мы всегда имеем дело с сигналом (импульсом), с ограниченной синусоидой, т. е. с группой монохроматических волн, а также с ограниченной в пространстве плоской волной, можно сказать, с «куском» плоской волны или со

сферической волной. Поэтому для определения траектории сигнала необходимо в данном случае рассмотреть распространение монохроматической группы волн<sup>30</sup>. Задача сводится к выяснению того, как изменяется на пути распространения сигнала направление вектора его групповой скорости, не совпадающего (как в изотропной среде) с направлением нормали к фронту волны, а совпадающего с усреднённым по времени вектором Пойнтинга (см.<sup>30, 31</sup>).

Вектор групповой скорости, как известно, равен

$$\mathbf{U} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d\omega}{dk_x} \mathbf{x}_0 + \frac{d\omega}{dk_y} \mathbf{y}_0 + \frac{d\omega}{dk_z} \mathbf{z}_0, \quad (2,16)$$

где

$$\mathbf{k}(k_x, k_y, k_z) = \frac{\omega}{c} n(\omega, \gamma) \mathbf{N} \quad (2,17)$$

есть волновой вектор, а  $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0, \mathbf{z}_0$  — соответственно единичные векторы системы координат. Из (2,16) получается, что величина групповой скорости равна

$$U = \left| \frac{d\omega}{dk} \right| = \frac{\sqrt{1 + \frac{1-\gamma^2}{n^2} \frac{\partial n}{\partial \gamma}}}{\frac{1}{c} \frac{\partial(\omega n)}{\partial \omega}}, \quad (2,18)$$

а косинус угла между вектором  $\mathbf{U}$  и нормалью  $\mathbf{N}$  к фронту волны равен:

$$\frac{(\mathbf{U}\mathbf{N})}{U} = \cos(\mathbf{NU}) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1-\gamma^2}{n^2} \left(\frac{\partial n}{\partial \gamma}\right)^2}}. \quad (2,19)$$

В формулах (2,18) и (2,19) использованы обозначения, приведённые выше.

Известно, что в изотропной среде групповая скорость равна

$$U_0 = \frac{1}{\frac{1}{c} \frac{d(\omega n)}{d\omega}}. \quad (2,20)$$

Из (2,18) и (2,19) видно, что

$$\frac{U_0}{U} = \cos (NU), \quad (2,21)$$

откуда следует, что время группового запаздывания сигнала в ионосфере, равное в приближении геометрической оптики

$$\begin{aligned} t_{гр} &= \int \frac{ds}{U} = \int \frac{dl}{U \cos (NU)} = \\ &= \int \frac{dl}{U_0}, \quad (2,22) \end{aligned}$$

вычисляется по формуле, идентичной формуле для случая изотропной среды. В (2,22)  $ds$  есть элемент длины по направлению  $U$  — распространения сигнала, а  $dl$  — элемент длины по направлению нормали  $N$  к фронту волны.

В месте отражения волны касательная к траектории луча горизонтальна, а это означает, что в этой точке

$$U_z = \frac{\partial \omega}{\partial k_z} = 0. \quad (2,23)$$

Из (2,23) получается условие отражения волны в ионосфере в виде

$$n = \frac{\partial n}{\partial \gamma} \left( \frac{1 - \gamma^2}{\gamma} \right). \quad (2,24)$$

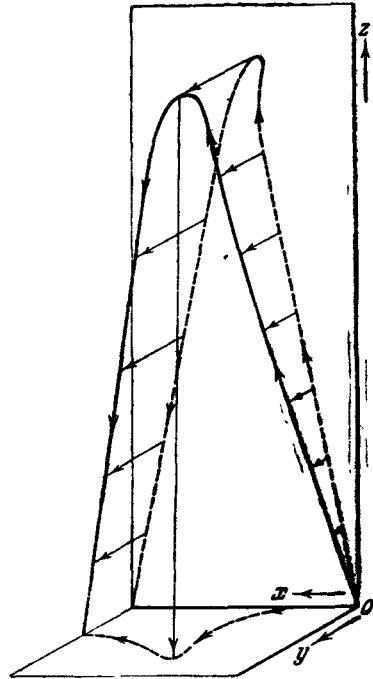


Рис. 9.

Выражение (2,24), как видно, отличается от условия отражения волны (2,15) при наклонном падении на слой в изотропной среде.

Приведённые выше формулы (2,18) и (2,19) позволили проанализировать<sup>80</sup> траекторию сигнала в ионосфере, имеющую ряд особенностей, отличающих её от траектории луча в неоднородной изотропной среде.

Траектория сигнала в ионосфере представляет собой пространственную, а не плоскую кривую. Луч выходит из плоскости падения ( $xz$ ) — (см. рис. 9). Форма траектории существенно зависит от угла между плоскостью падения волны и вектором  $H_0$  магнитного поля

земли. Специфические особенности траектории луча в ионосфере видны из рис. 10—13, на которых изображены проекции различных траекторий луча на все координатные плоскости, соответственно для обыкновенной и необыкновенной волн. Кривые на рисунках построены

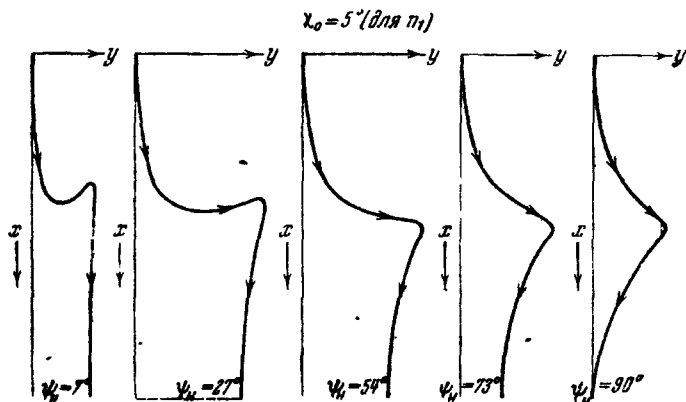


Рис. 10.

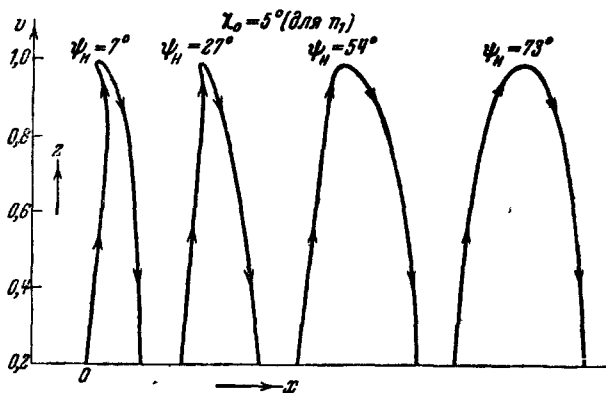


Рис. 11.

ны для различных значений угла падения  $\chi_0$  и угла  $\psi_H$  между горизонтальной составляющей магнитного поля земли и плоскостью падения. Из рисунков видно, что траектория луча несимметрична относительно точки отражения, так что луч не возвращается в плоскость падения. Это обстоятельство приводит к тому, что в горизонтальной плоскости направление прихода волны не совпадает с линией, соединяющей приёмник и передатчик. Эти свойства луча

приводит к тому, что отражённая от ионосферы волна не сохраняет сферическую форму падающей волны, а имеет в горизонтальной плоскости эллиптическую форму.

При вертикальном падении волны луч распространяется в плоскости ( $H_0N$ ), обратно волна распространяется по той же траектории и выходит в той же точке слоя, в которой она вошла в слой.

Указанные выше особенности траектории луча проявляются сильно на относительно близких расстояниях от излучателя, при углах падения на слой порядка  $2 - 10^\circ$ . С увеличением угла падения траектория луча всё более приближается к симметричной траектории волны в изотропной неоднородной среде и незначительно выходит из плоскости падения.

### в) Расплывание импульса

В заключение настоящего параграфа рассмотрим, как изменяется форма сигнала (импульса) в ионосфере.

Для того чтобы описать распространение сигнала, удобно его представить, как известно, в виде интеграла или ряда Фурье, дающих разложение импульса по синусам, т. е. на монохроматические волны. Если коэффициент преломления  $n = n(\omega)$ , т. е. среда диспергирующая, как это имеет место в ионосфере [см. (2,7)], то импульс, распространяющийся в такой среде, деформируется. Это объясняется тем, что значения фазовой скорости  $v = \frac{c}{n}$  отдельных его компонент различны.

Для анализа распространения сигнала в диспергирующей среде вводят понятие квазимонохроматической группы волн, понимая под этим монохроматическую волну с медленно изменяющейся (по сравнению с несущей частотой волны) амплитудой и фазой. Рассматривают при этом распространение квазимонохроматической группы (огibaющей высокочастотных колебаний), вводя понятие групповой скорости такого сигнала

$$U = \frac{d\omega}{dk}$$

Групповая скорость определяется при этом, исходя из того, что в разложении в ряд Тейлора волнового числа  $k = \frac{\omega}{c} n(\omega)$ ,

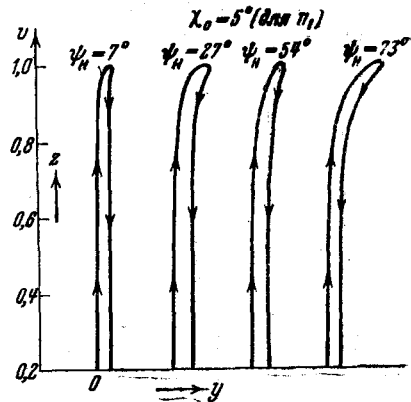


Рис. 12.

в окрестности несущей частоты  $\omega_0$ , используется лишь член первого порядка, т. е. принимают

$$k = k_0 + \left( \frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega = \omega_0} \Delta\omega, \quad (2,25)$$

где  $\Delta\omega = \omega - \omega_0 \ll \omega_0$  малая величина, определяющая спектральную ширину сигнала. В этом приближении огибающая сигнала перемещается с групповой скоростью  $U$ , не деформируется.

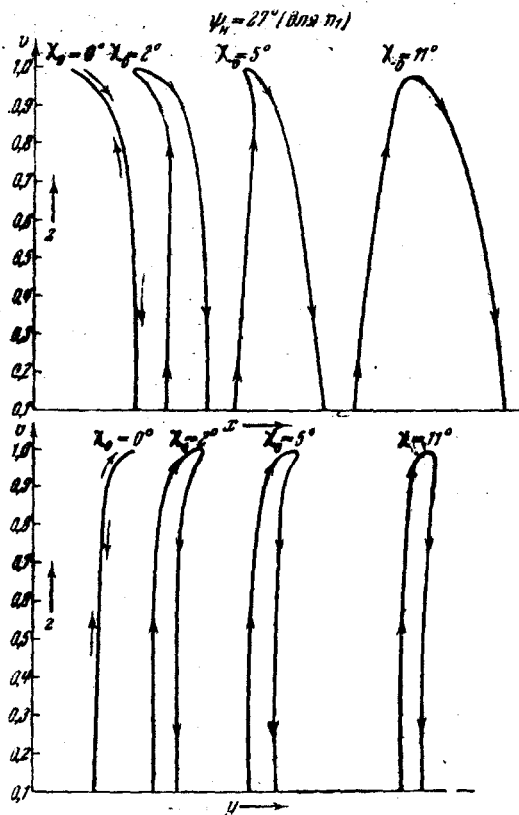


Рис. 13.

Для анализа этого вопроса необходимо учесть в разложении (2,25) члены более высокого порядка; при этом оказывается достаточным принять

$$k = k_0 + \left( \frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega_0} \Delta\omega + \frac{1}{2} \left( \frac{d^2 k}{d\omega^2} \right)_{\omega_0} (\Delta\omega)^2. \quad (2,26)$$

Для импульса, заданного в начале среды в форме обрывающейся синусоиды и имеющего ширину  $T$ , получается, после анализа соответ-

Ограничения, налагаемые при введении понятий квазимонохроматической группы и групповой скорости, хорошо удовлетворяются для тех случаев, с которыми обычно имеют дело при исследованиях ионосферы. Поэтому при вычислении времени запаздывания сигнала и траектории луча в ионосфере всегда считают, что сигнал распространяется в ней с групповой скоростью  $U$ .

Однако, как уже указывалось выше, в этом приближении сигнал не деформируется. Вместе с тем для полного анализа распространения импульса в ионосфере представляется интересным (а также имеет, в некоторых случаях, практическое значение) рассмотреть, как он расплывается.

ствующим образом вычисленного интеграла Фурье (см. <sup>22</sup>), что его амплитуда  $A$  (равная единице в начале слоя) изменяется в функции времени следующим образом:

$$A(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left| F \left( \frac{t'}{\sqrt{\pi \frac{d^2\varphi}{d\omega^2}}} \right) - F \left( \frac{t'}{\sqrt{\pi \frac{d^2\varphi}{d\omega^2}}} - \frac{T}{\sqrt{\pi \frac{d^2\varphi}{d\omega^2}}} \right) \right| \quad (2,27)$$

В формуле (2,27)  $F(\dots)$  есть интеграл Френеля, верхний предел которого равен стоящей в скобке величине, а нижний предел равен нулю. Величина

$$t' = t - \frac{d\varphi}{d\omega} \quad (2,28)$$

есть время, отсчитываемое с того момента, когда фронт падающего

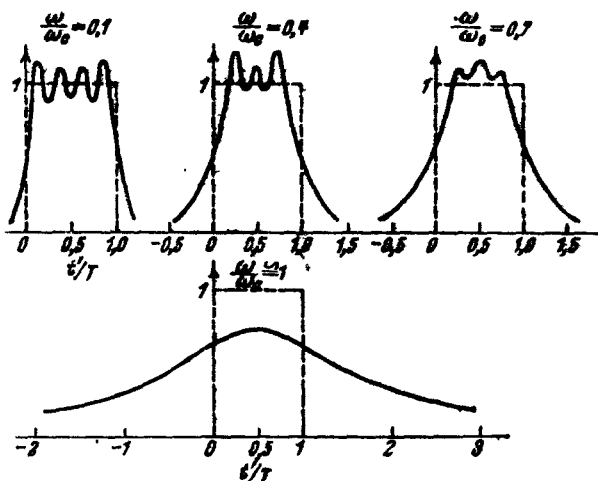


Рис. 14.

импульса, распространяющегося с групповой скоростью  $\frac{d\omega}{db}$  ( $\frac{d\varphi}{d\omega}$  — время группового запаздывания сигнала), приходит без расплывания в точку наблюдения, а  $\varphi(\omega)$  есть фаза волны.

Если воспользоваться формулой  $\varphi(\omega)$  для параболического слоя, вычисленной в приближении геометрической оптики и имеющей вид

$$\varphi(\omega) = \frac{Z_{сл}}{c} \omega_c \left\{ 1 - \frac{\omega_c^2 - \omega^2}{2\omega_c \omega} \ln \frac{\omega_c + \omega}{\omega_c - \omega} \right\}, \quad (2,29)$$

то можно рассчитать по формуле (2,27), как изменяется форма импульса в слое в зависимости от отношения  $\frac{\omega}{\omega_c}$  — частоты волны  $\omega$

к так называемой критической частоте  $\omega_c$ , — характеризующего глубину проникновения волны в слой (см. рис. 14). [Известно, что при  $\frac{\omega}{\omega_c} = 1$  происходит отражение в максимуме слоя, так как  $v = 1$  даёт  $\frac{4\pi N_0 e^2}{m} = \omega^2$ , а  $\omega_c = \frac{4\pi N_m e^2}{m}$  — см. (2,8)] В формуле (2,29)  $Z_{cl}$  есть полутолщина слоя.

Из рис. 14 видно, что при  $\frac{\omega}{\omega_c} = 0,1$  импульс мало расплывается. С увеличением  $\frac{\omega}{\omega_c}$  ширина импульса становится всё большей, а при  $\frac{\omega}{\omega_c} = 0,98$  ширина импульса, если определить ее, скажем, между значениями амплитуды, равными 0,2 от амплитуды падающего импульса (на рисунке падающий импульс изображён пунктиром), становится равной примерно  $3,33T$ . Расчет проведён для  $T \approx 3 \cdot 10^{-5}$  сек.

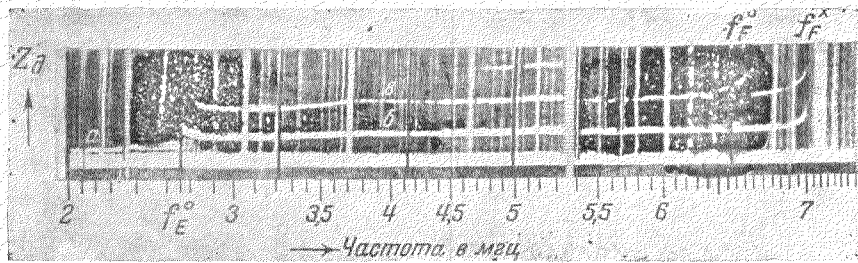
Не следует придавать большого значения форме верхушки импульса, изображённого на рис. 14, который имеет сложный вид из-за идеализации расчёта

### 3. СТРУКТУРА ИОНОСФЕРЫ

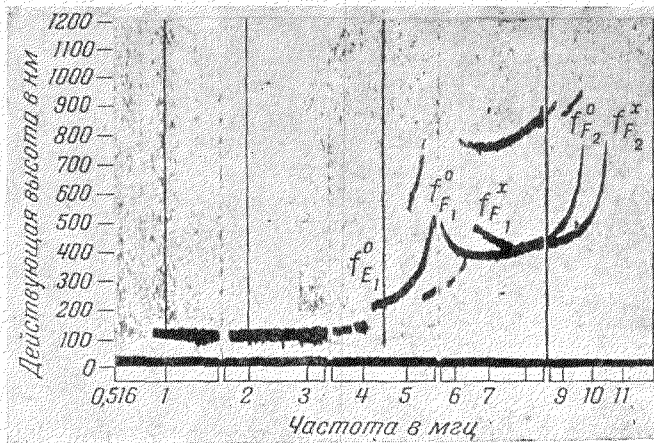
Вскоре после того, как с помощью импульсного метода было экспериментально доказано существование нижнего слоя  $E$  в ионосфере, лежащего на высоте порядка 100 км над земной поверхностью, был обнаружен и второй слой  $F$  на высоте 200—250 км<sup>33</sup>. Существование этих двух основных слоёв в ионосфере хорошо видно из типовой высотночастотной характеристики (обычно снимаемой при вертикальном зондаже ионосферы), изображённой на осциллограмме 1 (см. вклейку). Ясно видно, как при изменении частоты действующая высота  $Z_\theta$  (или, что то же, время группового запаздывания сигнала) остается первоначально почти неизменной при отражении от слоя  $E$  (белая линия  $a$  на рисунке), затем наблюдается некоторое увеличение  $Z_\theta$  и скачкообразное изменение  $Z_\theta$  в области критической частоты  $f_E^0$  слоя  $E$ . Это соответствует переходу отражений от максимума слоя  $E$  в начало слоя  $F$ . Действующая высота, при отражении от слоя  $F$ , также первоначально мало изменяется (ветвь  $b$  на рисунке), однако с увеличением частоты и с проникновением волны в более глубокие области слоя, темп роста  $Z_\theta$  увеличивается, и с приближением к максимуму слоя наблюдается раздвоение сигнала на обыкновенный и необыкновенный. Прекращение отражения обыкновенной волны происходит при значениях критической частоты

$$f_F^{02} = \frac{4\pi c N_m e^2}{(4\pi)^2 m}, \quad (3,1)$$

где  $N_m$  — степень ионизации максимума слоя [см. (2,8)] Таким образом слой становится прозрачным для обыкновенной волны на

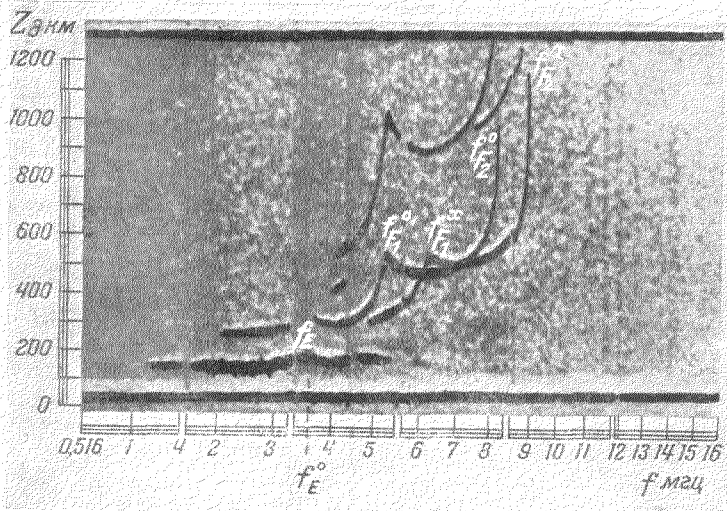


I

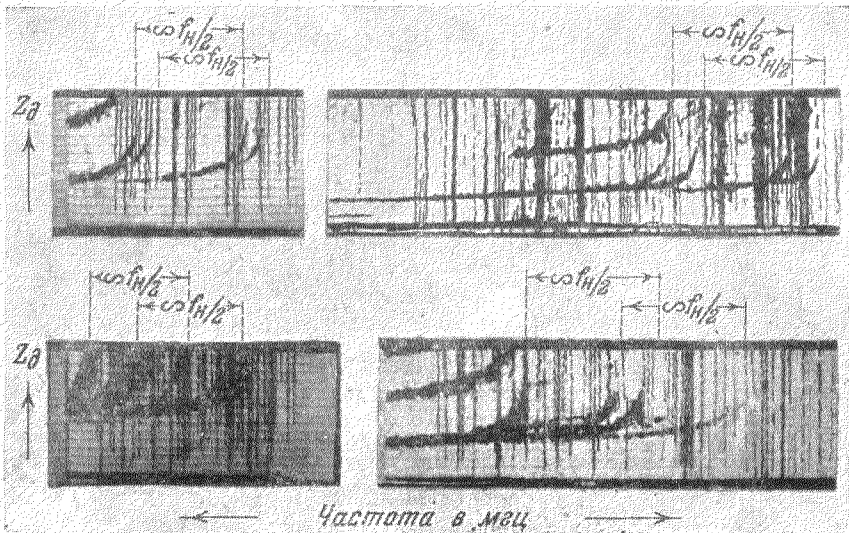


II





III



IV

частотах  $f \gg f_F^0$ . Для необыкновенной волны это происходит [см. (2,9)] на частоте

$$f_F^x = f_F^0 + \frac{f_H}{2} \quad (3,2)$$

(для  $f \gg \frac{f_H}{2}$ ), где  $f_H = \frac{eH_0}{2\pi mc}$  — гироскопическая частота.

Мы видим, таким образом, что двойное лучепреломление в слое  $F$  приводит к двухвостым высоточастотным характеристикам ионосферы.

Наблюдаемое двойное лучепреломление в слое  $F$  указывает на то, что основным носителем зарядов этого слоя, влияющим на распространение радиоволн, являются электроны, так как в случае существенного влияния ионов гироскопическая частота  $f_H$  была бы очень малой (вследствие большой массы ионов) и расщепление сигнала было бы трудно обнаружить.

В течение долгого времени предполагали поэтому, что в слое  $E$  наиболее активным агентом, влияющим на распространение радиоволн, являются ионы. Однако в настоящее время получено уже много экспериментальных данных, указывающих на то, что не только в нормальном слое  $E$  имеет место двойное лучепреломление<sup>34</sup>, но и в слое  $E_{\text{спор}}$ <sup>35, 36</sup> наблюдаются обыкновенная и необыкновенная волны. Одной из причин того, что в  $E$  не всегда наблюдается разделение сигнала на два, является малая толщина слоя и большие градиенты его ионизации. Это приводит к тому, что разность группового времени обыкновенного и необыкновенного сигналов мала и оба сигнала сливаются на осциллограмме. Кроме того, отражения от очень часто наблюдаемого  $E_{\text{спор}}$  смазывают край характеристики слоя  $E$ .

Ветвь  $z$  на осциллограмме I соответствует двукратному отражению от  $F$ .

В дальнейшем было обнаружено, что в летнее время слой  $F$  разбивается на два слоя —  $F_1$  и  $F_2$ . Высоточастотные характеристики имеют при этом вид, изображенный на осциллограмме II.

Кроме этого было установлено, что довольно часто наблюдаются одновременно отражения от  $E$  и  $F$  слоев на частотах, превышающих критическую частоту слоя  $E$ , а иногда и на частотах, больших и критической частоты  $F$ . Характеристика ионосферы имеет в этом случае вид, изображенный на осциллограмме III. Эти отражения свидетельствуют о том, что в слое  $E$  появляются области повышенной ионизации, — как бы вкрапленные в него облака, — так что слой остаётся прозрачным для сигналов, частота которых превышает его критическую частоту. Вместе с тем эти облака вызывают довольно устойчивое частичное отражение падающей на слой волны. Часто это скопление облаков, названное  $E_{\text{спор}}$ , полностью экранирует слой  $F$ .

Одновременное появление отражений от  $E$  и  $F$  может также быть следствием увеличения градиента ионизации слоя  $E$ . Однако наблюдаемое часто полное экранирование  $F$ , а также двойное лучепреломление  $E_{\text{спор}}$  говорят больше за то, что  $E_{\text{спор}}$  есть область повышенной ионизации.

В последнее время из ряда экспериментальных данных<sup>37</sup> следует, что в слое  $F$  так же, повидимому, появляется в некоторых случаях  $F_{\text{спор}}$  облачной структуры, который отличается от  $E_{\text{спор}}$  тем, что он, как и слой  $F$ , имеет большую толщину. Кроме того, ионизация в  $F_{\text{спор}}$  превышает ионизацию в  $F$  лишь на 30—40%. Характеристика ионосферы имеет в этом случае вид, изображённый на осциллограммах IV, т. е. в ней появляется вместо 2 хвостов 4 (а иногда и 6 хвостов).

В некоторых случаях в слое  $F_2$  наблюдаются трёххвостовые характеристики<sup>38, 39, 40</sup>, у которых третий хвост может, при известных условиях, появляться не от  $F_{\text{спор}}$ , а благодаря просачиванию части энергии волны выше области отражения обыкновенной волны (где  $n_1 = 0$ ). В этом случае отражение происходит при  $v = 1 + n$ , где  $n_2$  вторично равно нулю. (Анализ этого явления см. в работах<sup>39, 41, 42</sup>.)

Ниже слоя  $E$  также имеется область повышенной ионизации, причём, благодаря большому количеству соударений, она существенно влияет на интенсивность отражённых от ионосферы радиоволн. Эта область ионосферы не имеет резко выраженного максимума, поэтому от неё не наблюдаются регулярные отражения; её принято называть слоем  $D$ .

Наряду с указанными выше слоями часто наблюдаются более или менее продолжительные отражения от различных высот ионосферы. Эти отражения носят, в основном, случайный характер и появляются чаще всего во время ионосферных бурь от ионизированных облаков, возникающих в ионосфере.

#### 4. СУТОЧНЫЙ И СЕЗОННЫЙ ХОД ИОНОСФЕРЫ ДАННЫЕ О РАЗЛИЧНЫХ СЛОЯХ

До настоящего времени основной величиной, с помощью которой характеризуется ионосфера и по изменению которой устанавливаются те или иные закономерности различных слоёв, а также прослеживается их связь с другими геофизическими явлениями или явлениями на Солнце, является критическая частота каждого из слоёв. Критическая частота, как мы видели [см. (2,8) и (3,1)], определяет значение максимальной ионизации слоя, равное

$$N_m = 1,24 \cdot 10^4 f_c^2 \text{ мги.}$$

Другой величиной, которой обычно характеризуются различные слои ионосферы, является минимальное значение действующей высоты, соответствующее высоте начала каждого из слоёв.

На рис. 15 и 16 приведены типичные усреднённые кривые суточного хода характеристик ионосферы для средних широт северного полушария для зимних и летних условий. Значения критических частот  $f_c$  и минимальных действующих высот  $Z_m$  имеют незначительные колебания относительно их средней величины для слоя  $E$ , а для

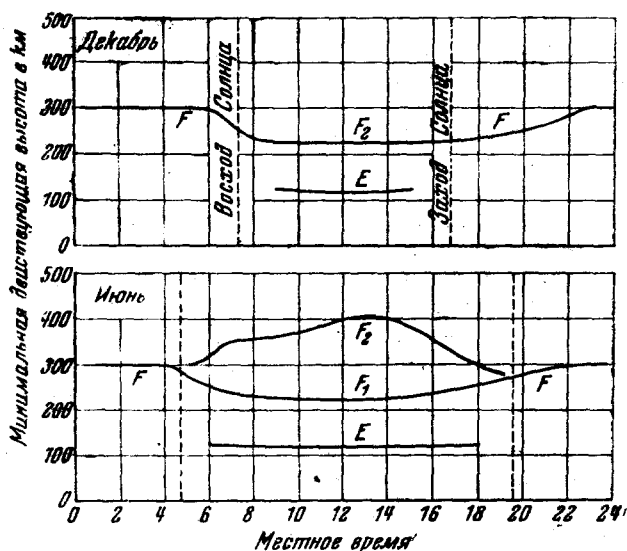


Рис. 15.

слоя  $F$  отклонения от средней величины достигают 10—15% и более даже для спокойных невозмущённых дней.

Накопленный большой экспериментальный материал суточных и сезонных изменений характеристик привёл к ряду заключений относительно различных слоёв ионосферы.

#### а) Данные для слоя $E$

Минимальные действующие высоты слоя  $E$  не имеют какой-либо определённой зависимости от времени суток или года и изменяются в пределах 110—120 км. Распределение ионизации слоя  $E$  часто хорошо аппроксимируется параболой с полутолщиной, равной 15—20 км.

Критическая частота  $f_E$  имеет суточный ход, хорошо повторяющийся в различное время года, с максимумом в местный полдень; максимальное значение ионизации  $E$  летом больше, чем зимой.

Изменение электронной концентрации слоя  $E$  довольно хорошо описывается уравнением

$$\frac{dN}{dt} = J_0 - \alpha N^2, \quad (4,1)$$

где  $J_0$  — количество электронов, образуемых в  $1 \text{ см}^3$  слоя в одну секунду под воздействием внешнего источника ионизации — излучения Солнца, а  $\alpha$  — эффективный коэффициент рекомбинации слоя. Применение уравнения (4,1) для анализа хода  $N$  во время солнечных затмений<sup>43, 44</sup>, а также суточного и сезонного хода критических частот привело к заключению, что основным ионизирующим агентом слоя  $E$  является ультрафиолетовое излучение Солнца. Если исходить из этих данных, то получается хорошо подтверждающаяся на опыте суточная (а также широтная — см. ниже табл. II) зависимость

$$f_E \sim \sqrt[4]{\cos \chi}, \quad (4,2)$$

где  $\chi$  — зенитное расстояние Солнца. В предположении отсутствия сезонной зависимости  $\alpha$  и температуры слоя получается также, что отношение летних полуденных значений максимальной ионизации к зимним должно удовлетворять соотношению

$$\frac{N_A}{N_S} \sim \sqrt{\frac{\cos \chi_A}{\cos \chi_S}}, \quad (4,3)$$

которое также хорошо подтверждается опытными данными (см. табл. I) для разных точек земного шара.

Из различных измерений следует, что коэффициент рекомбинации  $\alpha$  колеблется для слоя  $E$  в пределах  $(0,5 \div 1,2) \cdot 10^{-8}$  днём и  $(1 \div 4) \cdot 10^{-9}$  ночью.

Немногочисленные данные показывают, что среднее значение частоты соударений  $\bar{\nu}$  для слоя  $E$  порядка  $10^6 \text{ сек}^{-1}$ .

Анализом данных для слоя  $E$  за длительное время установлено, что ход среднемесячных значений числа солнечных пятен и полуденных значений критических частот слоя  $E$  хорошо совпадает, даже в

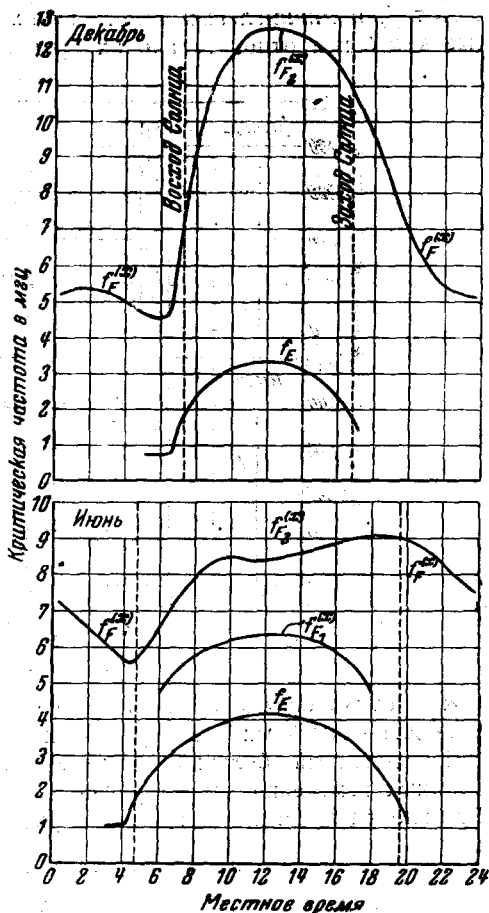


Рис. 16.

ряде деталей следуя за одиннадцатилетним циклом солнечной активности.

Таблица I

Место наблюдений	Широта	$\frac{N_z}{N_3}$ — экспериментальное	$\frac{N_z}{N_3}$ — теоретическое
Томск . . . . .	56° 30	2,21 (1941—1945)	2,19
Слоу (Англия) . . . . .	51° 30	1,90 (1934—1938)	1,85
Динл (США) . . . . .	40° 15	1,50 (1933—1934)	1,47
Вашингтон . . . . .	38° 55	1,44 (1933—1937)	1,44
Хирансо (Япония) . . . . .	36°	1,37 (1936)	1,36
Уотеру (Австралия) . . . . .	30° 19	1,25 (1939—1941)	1,29
Гуанкайо (Перу) . . . . .	12° 02	1,17 (1938—1941)	1,10

В табл. II приводятся среднемесячные полуденные значения максимальных значений степени ионизации слоя E для летнего и зимнего месяцев для различных широт, соответственно для времени минимума и максимума одиннадцатилетнего периода солнечной деятельности. Из таблицы можно видеть, в каких пределах колеблется  $N_m$  в разных точках земного шара.

Таблица II

Широта $\varphi$	Значения $N_m$ (электронов в 1 см <sup>3</sup> )			
	Минимум солн. деятельности		Максимум солн. деятельности	
	июль	февраль	июль	февраль
69° 40	1,1·10 <sup>5</sup>	—	1,7·10 <sup>5</sup>	0,75·10 <sup>5</sup>
56° 30	1,34·10 <sup>5</sup>	0,78·10 <sup>5</sup>	2,0·10 <sup>5</sup>	1,10·10 <sup>5</sup>
38° 50	1,44·10 <sup>5</sup>	1,1·10 <sup>5</sup>	2,16·10 <sup>5</sup>	1,74·10 <sup>5</sup>
-12° 02	—	—	2,0·10 <sup>5</sup>	2,42·10 <sup>5</sup>
-30° 19	—	—	1,61·10 <sup>5</sup>	2,0·10 <sup>5</sup>

б) Данные для слоя  $F_1$

Выше уже указывалось, что в дневное время летом слой F разбивается на два:  $F_1$  и  $F_2$ . Вследствие этого характеристики слоя  $F_1$  могут быть рассмотрены лишь за ограниченный отрезок времени,

Минимальная высота  $F_1$  обычно уменьшается к полудню, достигая значений 220—230 км.

Ионизация слоя  $F_1$  имеет такой же ход, что и ионизация  $E$ , и хорошо следует формулам (4,1) и (4,2), так что в нём наблюдаются такие же суточная, сезонная, широтная и одиннадцатилетняя зависимости.

Коэффициент рекомбинации  $F_1$  по данным немногочисленных измерений равен  $(2 \div 8) \cdot 10^{-9}$ .

В табл. III приводятся среднемесячные полуденные значения максимума ионизации  $N_m$  слоя  $F_1$  для летнего месяца, соответственно для времени минимума и максимума одиннадцатилетнего периода солнечной деятельности.

Таблица III

Широта $\varphi$	Значения $N_m$ (электронов в $1 \text{ см}^3$ )	
	Минимум солнечной деятельности	Максимум солнечной деятельности
	июль	июль
$63^\circ 40$	$2,1 \cdot 10^5$	$3,1 \cdot 10^5$
$56^\circ 30$	$2,3 \cdot 10^5$	$3,85 \cdot 10^5$
$38^\circ 60$	$1,55 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^5$
$-12^\circ 02$	—	$3,6 \cdot 10^5$
$-30^\circ 19$	—	$3,15 \cdot 10^5$

в) Данные для слоя  $F_2$ 

Поведение слоя  $F_2$  значительно сложнее, чем слоёв  $E$  и  $F_1$ .

Минимальные значения действующих высот  $F_2$  после захода солнца имеют примерно одинаковые значения как летом, так и зимой и колеблются в пределах  $250-300 \text{ км}$ . В дневное же время летом высота слоя  $F_2$  достигает (примерно в полдень) максимального значения порядка  $350 \div 400 \text{ км}$  и более. Зимой же, наоборот, высота  $F_2$  имеет в полдень минимум порядка  $230-250 \text{ км}$ .

Значительно большим колебаниям подвержены толщина слоя  $F_2$  и распределение его ионизации по высоте. До настоящего времени не имеется достаточного количества систематически обработанных данных этих величин. Однако отдельные значения, полученные при обработке характеристик слоя  $F_2$ , показывают, что в течение суток полутолщина слоя изменяется, в некоторых случаях, от  $80-100 \text{ км}$  до  $200-250 \text{ км}$ .

Суточные характеристики слоя  $F_2$  также значительно отличаются летом и зимой. Зимой критическая частота имеет один максимум близко к полудню. При этом, однако, ход ионизации не следует

закону  $f_{F_2} \sim \sqrt[4]{\cos \chi}$ . Летом, наоборот, критическая частота  $F_2$  имеет часто минимум в полдень и два несимметрично расположенных относительно него максимума, один из которых—предвечерний—выражен отчётливее и, часто, является единственным максимумом за сутки.

Сезонный ход максимальных полуденных значений имеет, в отличие от  $f_E$  и  $f_{F_1}$ , минимум летом (в июне — июле), и два максимума: один в феврале — марте, а второй в октябре — ноябре.

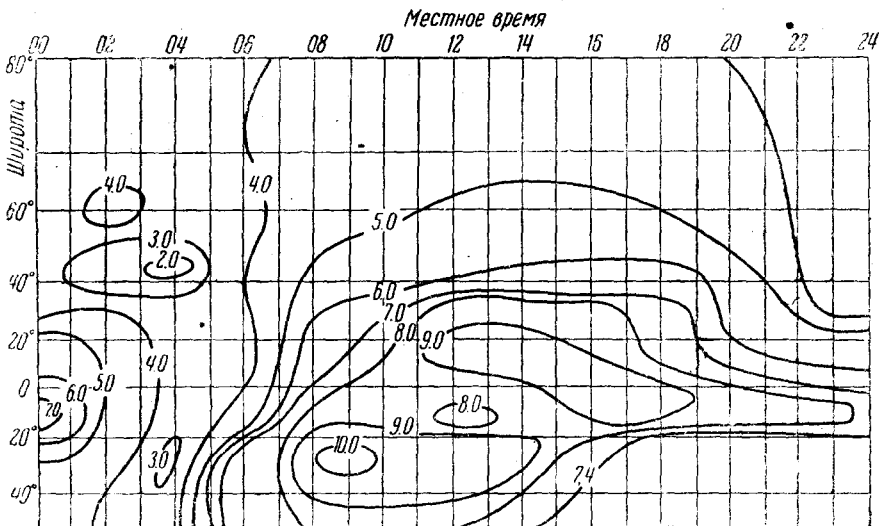


Рис. 17

Во время солнечных затмений ход ионизации  $F_2$  также не следует строго за ходом ультрафиолетового излучения солнца. Минимум ионизации, как правило, недостаточно глубокий и не соответствует ожидаемому, если исходить при расчётах из обычных представлений — пользоваться уравнением (4.1). Кроме того, этот минимум сдвинут относительно центра затмения—он имеет место во вторую половину затмения.

Определение коэффициента рекомбинации  $\alpha$  возможно для слоя  $F_2$  из обработки данных измерений во время восхода и захода Солнца или ночью, а зимой в часы, близкие к полудню. Результаты отдельных вычислений дают следующие значения  $\alpha$  слоя  $F_2$ : днём  $\alpha$  колеблется в пределах  $(4 \div 10) \cdot 10^{-11}$ , а ночью—в пределах  $(0,6 \div 8) \cdot 10^{-10}$ .

Вместе с тем, общий анализ изменений ионизации слоя  $F_2$  указывает на то, что ультрафиолетовое излучение Солнца является всё же основным ионизирующим агентом. Причём в последних работах<sup>15</sup>



показано, что ионизация слоя  $F_2$ , как и слоёв  $E$  и  $F_1$ , а также амплитуда магнитного поля Земли подвержены, повидимому, влиянию одних и тех же областей ультрафиолетового излучения Солнца. Средние значения критических частот  $F_2$  имеют линейный ход в зависимости от числа солнечных пятен, и если не во всех деталях, то во всяком случае в общем хорошо следуют за одиннадцатилетним циклом солнечной деятельности.

Сложно обстоит также дело с широтной зависимостью слоя  $F_2$ . Состав слоя  $F_2$ , повидимому, изменяется от места к месту и можно говорить о климате слоя  $F_2$ , различном в разных точках земного шара<sup>16</sup>. В не-

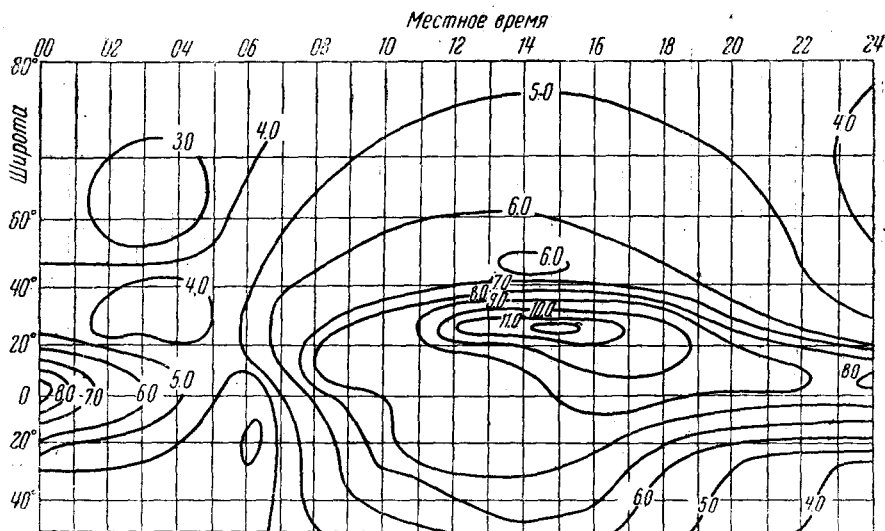


Рис. 18.

которых работах<sup>45</sup> указывается на связь критических частот с метеорологическими условиями — со среднемесячными значениями давления у земной поверхности; в других исследованиях отмечается довольно любопытная связь  $f_{F_2}$  с наклоном и широтой магнитного поля Земли<sup>13,17</sup> и т. п. В настоящее время идут поиски в разных направлениях общих законов, объясняющих явления, происходящие в слое  $F_2$ .

Долготное различие ионизации слоя  $F_2$  хорошо видно из карт ионизации, приведённых на рис. 17, 18, на которых нанесены линии равной величины суточных значений ионизации за апрель 1945 г., соответственно для 300—60° и 120—240° геомагнитной долготы.

В табл. IV приводятся среднемесячные полуденные значения ионизации  $N_m$  слоя  $F_2$  для летнего и зимнего месяцев и различных широт для минимума и максимума одиннадцатилетнего периода солнечной деятельности.

По данным отдельных измерений, среднее число соударений в слое  $F_2$  колеблется в пределах  $(1 \div 50) \cdot 10^3$ .

Таблица IV

Широта $\varphi$	Долгота $\lambda$	Значение $N_m$ (электронов в $cm^3$ )			
		Минимум солнечной деятельности		Максимум солнечной деятельности	
		июль	февраль	июль	февраль
69° 40	18° 55 З.	2,7·10 <sup>5</sup>	3,2·10 <sup>5</sup>	5,9·10 <sup>5</sup>	9,8·10 <sup>5</sup>
56° 30	84° 54 В.	3·10 <sup>5</sup>	5,2·10 <sup>5</sup>	8,1·10 <sup>5</sup>	15,5·10 <sup>5</sup>
38° 50	77° 00 З.	3,3·10 <sup>5</sup>	6,9·10 <sup>5</sup>	6,4·10 <sup>5</sup>	17,5·10 <sup>5</sup>
—12° 02	75° 20 З.	—	—	9,3·10 <sup>5</sup>	18,5·10 <sup>5</sup>
—30° 19	115° 52 В.	—	—	11,0·10 <sup>5</sup>	12,4·10 <sup>5</sup>

г) Данные о спорадическом слое E

Выше уже указывалось на то, что при некоторых условиях в слое E, по видимому, возникают скопления ионизированных облаков повышенной ионизации, довольно протяжённые пространственно и устойчивые во времени (несколько часов и более), образующие так называемый спорадический слой E. Слой  $E_{\text{спор}}$  появляется довольно часто, причём отражения от него (при  $f \gg f_E$ ) настолько интенсивны и устойчивы, что часто за их счёт идёт в основном радиосвязь.

Физическая природа  $E_{\text{спор}}$  остаётся неясной до настоящего времени. Не имеется каких-либо определённых данных, которые позволили бы заключить о причинах его образования, об источнике его ионизации и т. п. Вместе с тем некоторые из его свойств указывают на то, что ионизирующий агент, по видимому, всё же солнечного происхождения.

Появление  $E_{\text{спор}}$  носит локальный и временный характер, так что он часто не наблюдается одновременно в различных пунктах, удалённых друг от друга на несколько десятков километров.

В течение суток  $E_{\text{спор}}$  появляется чаще всего ближе к полуночи, хотя более интенсивным (по степени ионизации) он бывает днём. По некоторым данным степень ионизации  $E_{\text{спор}}$  достигает в некоторых случаях  $5 \cdot 10^6 \text{ эл. см}^{-3}$ . Исследования  $E_{\text{спор}}$  как с помощью поляриметра, так и при вертикальном зондаже <sup>36</sup> показали, что в нём наблюдается двойное лучепреломление. Это позволяет предполагать, что его ионизация электронного происхождения.

Действующая высота  $E_{\text{спор}}$  почти неизменна на всех частотах и ко-

леблется в пределах 100—110 км, что объясняется его малой толщиной, которая, по последним данным<sup>14</sup>, изменяется в пределах 50—500 м.

Сезонный ход  $E_{\text{спор}}$  совпадает с сезонным ходом нормального слоя  $E$ , т. е. он чаще появляется в летние месяцы<sup>46, 47, 48</sup>. Что же касается одиннадцатилетнего цикла, то имеющиеся в литературе данные разноречивы. По данным измерений в северном полушарии, установлено, что интенсивность и частота появления  $E_{\text{спор}}$  как будто бы уменьшается с увеличением солнечной активности. С другой стороны, для южного полушария получено<sup>46</sup> неопределённое соответствие между циклом солнечной деятельности и ходом  $E_{\text{спор}}$ . В первую половину спада солнечной активности—с 1938 по 1941 г.—наблюдался рост  $E_{\text{спор}}$ , с 1941 до 1944 г.—убывание, а затем—в 1945 г.—опять начался рост  $E_{\text{спор}}$ .

Не наблюдается соответствия между  $E_{\text{спор}}$  и 27-дневным периодом Солнца, а также нет определённых указаний на усиление  $E_{\text{спор}}$  в периоды магнитной активности. Вместе с тем из данных наблюдений в северных широтах следует усиление  $E_{\text{спор}}$  в периоды ионосферных бурь и при появлении полярных сияний. Кроме того, установлено, что  $E_{\text{спор}}$  чаще появляется на средних и высоких широтах и реже на экваториальной зоне.

Из отдельных опытов вытекает усиление  $E_{\text{спор}}$  в периоды грозовой деятельности. Имеются также указания на появление  $E_{\text{спор}}$  при прохождении метеоритов. Все эти факторы возможно и влияют на  $E_{\text{спор}}$ , относительно механизма возникновения которого нет ещё каких-либо определённых соображений.

## 5. НЕРЕГУЛЯРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ИОНОСФЕРЕ

В ионосфере довольно часто наблюдаются различного типа нерегулярные, спорадические явления. Некоторые из этих аномалий, нарушающих состояние ионосферы, весьма значительно изменяют её ионизацию и имеют большую продолжительность—тянутся несколько дней и даже до месяца. Другие из них кратковременны и мало влияют на общее состояние ионосферы. Здесь мы кратко охарактеризуем наиболее известные нерегулярности ионосферы.

### а) Ионосферные бури

В периоды сильных нарушений магнитного поля Земли—во время магнитных бурь—наблюдаются также значительные изменения состояния ионосферы, названные ионосферными бурями.

Во время этих бурь состояние ионосферы делается очень неустойчивым. Радиосвязь сильно нарушается, в особенности на высоких частотах. В полярных областях, в некоторых случаях, прекращение радиосвязи охватывает диапазон от 20 до 1 мГц и дальше. Ионосферная буря разыгрывается обычно за время от нескольких минут до часа и более. Продолжительность её колеблется от нескольких дней до

месяца. Нормальные условия ионосферы после бури восстанавливаются часто в течение нескольких дней.

Ионосферные бури наиболее сильны в полярных широтах, однако они наблюдаются и на экваторе. Бури наступают с небольшим сдвигом во времени почти одновременно на большом участке Земли. В полярной области бури сопровождаются интенсивными сияниями, которые наблюдались в особо возмущенные периоды даже в средних

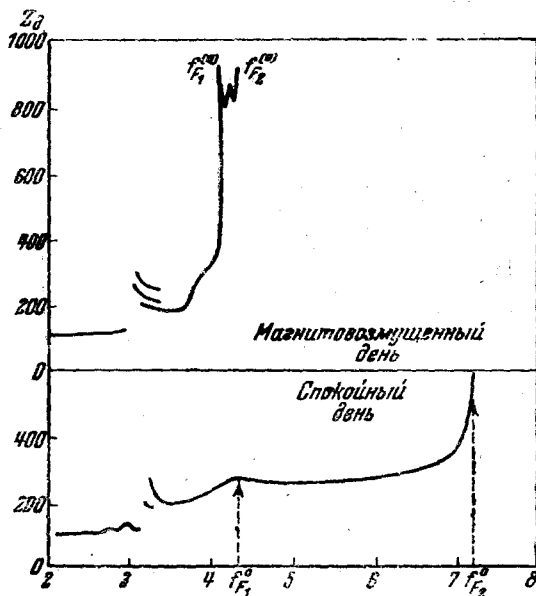


Рис. 19.

широтах. Связь между ионосферными бурями, магнитными бурями и полярными сияниями указывает на то, что ионосферные бури вызываются электрически заряженными корпускулярными потоками, выбрасываемыми Солнцем, которые сворачивают у Земли к её магнитным полюсам и вызывают полярные сияния. Ионосферные бури наблюдаются часто в периоды повышенной солнечной деятельности.

В первой фазе развития ионосферных бурь замечается существенное уменьшение максимального значения ионизации слоя  $F_2$  \*). Это является одним из основных признаков наступающей бури<sup>49</sup>. Часто наблюдается также некоторое уменьшение критической частоты  $F_1$ . Характерно, что во время ионосферной бури, при просачивании через слой  $F_1$ , имеет место более значительный эффект возрастания времени

\*) Критическую частоту  $F_2$  часто вообще трудно определить во время бури.

группового запаздывания, чем обычно. Это видно из рис. 19, на котором для сравнения приведены высоточастотные характеристики обыкновенного луча для возмущенного и магнитно-спокойного дня.

Слоистость ионосферы нарушается в течение первых нескольких часов сильной ионосферной бури. Структура слоев усложняется. Часто всё пространство между  $E$  и  $F$  заполняется ионизированными облаками, сменяющимися на протяжении нескольких минут и менее. Ионосфера становится турбулентной. Это приводит к сильному размытию



Рис. 20.

и появлению дополнительных отраженных сигналов и к сложному типу высоточастотных характеристик (осциллограмма рис. 20).

В следующей фазе развития ионосферной бури появляется сильно поглощающая область ниже слоя  $E$ , что приводит часто к полному исчезновению отраженных сигналов. Ослабление интенсивности отраженных сигналов в широком диапазоне частот также является одной из характерных особенностей ионосферной бури.

В третьей фазе ионосферной бури наблюдается сильное возрастание минимальной высоты слоя  $F_2$ , достигающей в некоторых случаях высоты, большей 500 км. В этот период несколько уменьшается сильное поглощение в ионосфере. Увеличение действующих высот и уменьшение критических частот  $F_2$  видно из рис. 21, на котором приведен суточный ход критических частот  $F_2$  и действующих его высот во время магнитного возмущения (по наблюдениям в экваториальной зоне). В нижней части рисунка приведен ход горизонтальной ( $H$ ) и вертикальной ( $Z$ ) составляющих магнитного поля и склонения ( $D$ ) во время бури.

Увеличение действующих высот слоя  $F_2$  также является одной из основных характеристик ионосферной бури.

Интересно то обстоятельство, что летом в дневные часы возмущение ионосферной бури распространяется во всем слое  $F_2$ , так как

в это время он лежит высоко над земной поверхностью. Зимой днём, когда высота слоя значительно меньше, возмущение наблюдается преимущественно в области максимума слоя  $F_2$  и не переходит в нижнюю его часть.

Мы не останавливаемся здесь более подробно на описании ионосферных бурь, поведение которых особенно сложно в полярной области.

В настоящее время не представляется ещё возможным объяснить природу этих явлений. Возможно, что уменьшение критических частот

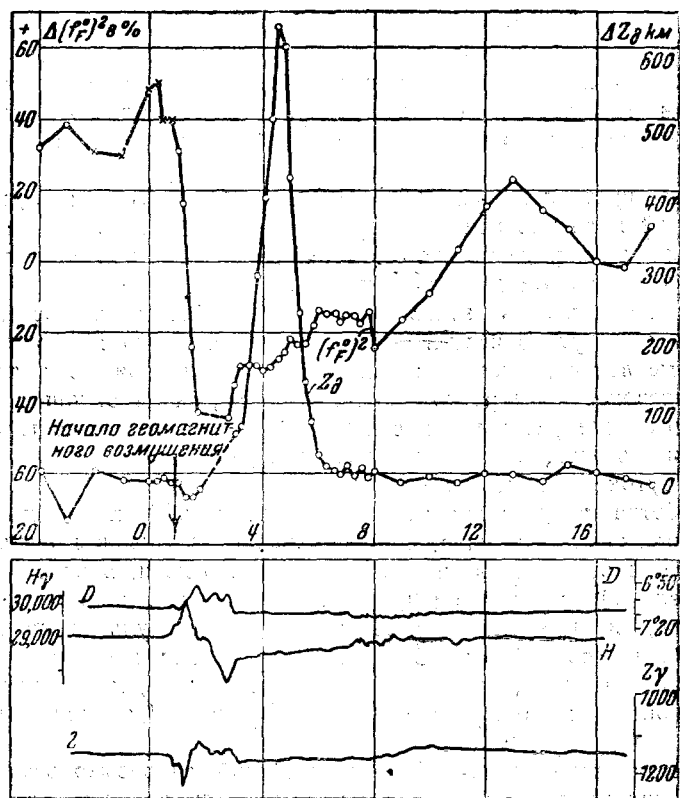


Рис. 21.

слоя  $F_2$  связано со значительным его расширением и увеличением его толщины, причём ионизирующий агент сильно поглощается в более высокой области ионосферы — имеет место перемещение максимума слоя вверх. Уменьшение же ионизации нижней части слоя приводит, в дальнейшем, к увеличению минимальных действующих высот  $F_2$ .

Усиление поглощения радиоволн в широком диапазоне частот, с другой стороны, свидетельствует о значительной ионизации именно области *D*. Это указывает, следовательно, на большую проникающую способность ионизирующего агента.

— Совокупность эффектов, наблюдаемых во время ионосферных бурь, свидетельствует о том, что ионизирующий агент, вызывающий их, может содержать как электрически заряженные, так и нейтральные частицы всевозможных скоростей.

### б) Внезапные возмущения

Одно из наиболее удивительных явлений в ионосфере состоит во внезапном возмущении её состояния, которое часто вызывает полное прекращение радиосвязи, идущей с помощью отражённой волны.

Явление протекает следующим образом. В некоторых случаях на освещённой половине земного шара внезапно полностью прекращается радиосвязь одновременно на большинстве трасс коротковолнового диапазона в широком диапазоне частот.

Продолжительность этого явления колеблется в пределах от нескольких минут до часа и более. Восстанавливаются нормальные условия медленнее, начиная с более коротковолновой части нарушенного диапазона. Более резко оно проявляется, как в отношении глубины и резкости уменьшения силы приёма, так и в отношении его продолжительности, в низкоширотной зоне — ближе к экватору, а по времени суток — ближе к полудню.

Обработка результатов наблюдений этих эффектов<sup>50</sup> показала, что, в большинстве случаев, одновременно с нарушением радиосвязи, наблюдаются возмущения земного магнитного поля, в основном его горизонтальной составляющей, и градиента электрического поля атмосферы, и что оно сопровождается ярким ультрафиолетовым извержением хромосферы Солнца. Из многочисленных наблюдений также следует, что бывают редкие случаи, когда возмущения не сопровождаются извержениями Солнца. Происходит и обратное.

Не установлено какой-либо определённой закономерности в появлении этих нарушений. Имеются некоторые указания на то, что их больше в годы максимума солнечной деятельности, вместе с тем не выявлена их зависимость от пятнообразования Солнца. Годовой ход нарушений имеет максимум летом. Часто появляются следующие друг за другом несколько нарушений. При солнечных извержениях заметно выбрасывание Солнцем светящейся материи. В предположении, что этот корпускулярный поток должен вызывать полярные сияния, было исследовано, совпадают ли они с нарушениями радиосвязи. Установлено, что около 50% полярных сияний сопровождаются, в течение

предваряющих их 24 часов, нарушением радиосвязи. Однако, с другой стороны, лишь примерно 10% радионарушений совпадает с возмущениями полярных сияний.

Исследования ионосферы в период внезапных возмущений привели к ряду заключений о состоянии различных слоёв в эти периоды.

На осциллограмме V (см. вклейку) приведена высотная диаграмма, снятая на фиксированной частоте во время нарушения. Из рисунка

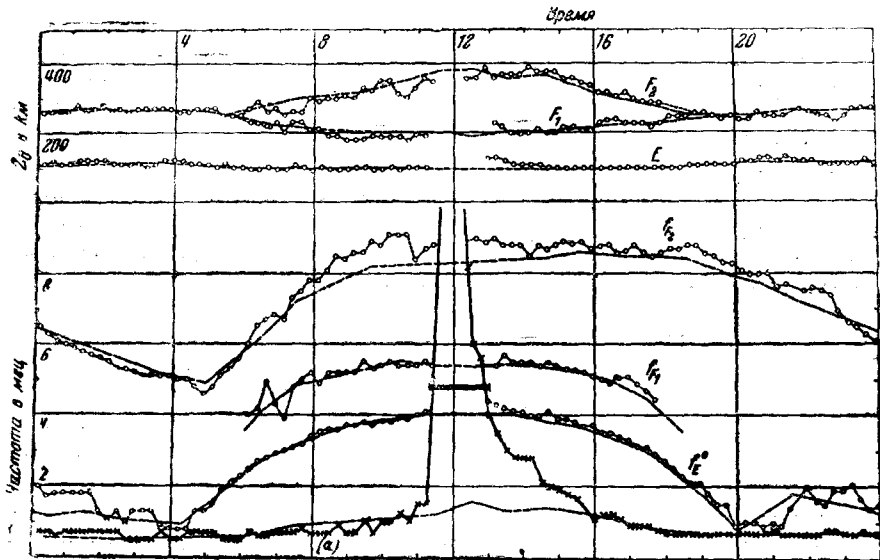


Рис. 22

видно, что нарушение сопровождалось лишь исчезновением отражений от обоих слоёв (разрывы в характеристиках  $E$  и  $F$ ) и не вызвало заметного изменения их действующих высот.

Результаты обработки наблюдений во время сильного возмущения, продолжавшегося около трёх часов, приведены на рис. 22. В верхней части рисунка нанесён (кружками) суточный ход минимальных высот различных областей ионосферы и средние их значения за шесть суток (пунктир). В нижней части рисунка приведён ход критических частот и минимальных значений частот, на которых ещё наблюдались отражения (отмечены крестиками). Более низкие частоты поглощались в нижней части ионосферы и, таким образом, кривая  $a$ , в известном смысле, характеризует степень ионизации слоя  $D$ , в котором, как известно, поглощение радиоволн пропорционально  $\frac{1}{\omega^2}$ . Во время нарушения, как видно из рисунка, исчезли полностью отраже-



ния от  $E$ ,  $F_1$  и  $F_2$ , при этом минимальные частоты — кривая  $a$  — круто выросли и превзошли даже значение критических частот  $F_2$ . Это указывает на очень большое увеличение ионизации области  $D$ , приведшее к поглощению радиоволн во всём диапазоне частот, из-за чего и прекратились отражения от всех слоёв. Обычно не замечается какого-либо существенного изменения ионизации и высот слоёв  $F_1$  и  $F_2$ , вызванных этим эффектом. Некоторое его последствие наблюдается в слое  $F$  — увеличение ионизации и минимальной действующей высоты.

Восстановление нормальной интенсивности отражённых сигналов зависит от частоты и начинается раньше на более высоких частотах. Это вполне естественно, так как усиленное поглощение должно дольше продолжаться для более низких частот, а именно до тех пор, пока ионизация слоя  $D$  не принимает обычного значения.

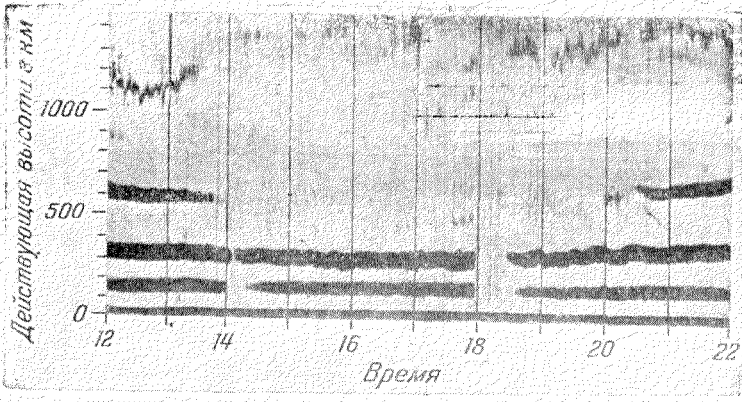
Возникновение, при извержениях Солнца, значительной ионизации именно в области  $D$  связано, повидимому, с селективным поглощением ионизирующего агента нижней частью ионосферы, газовый состав которой до настоящего времени точно не известен.

#### в) Облачная структура ионосферы

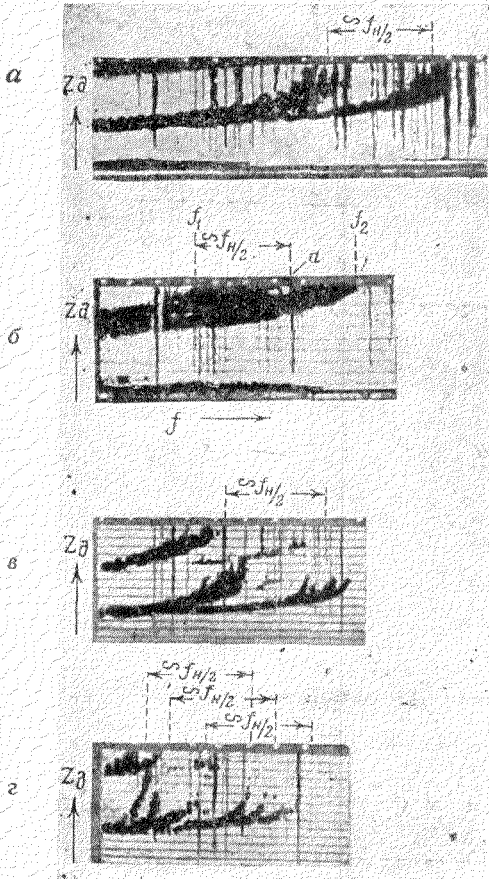
Наряду с отражениями от спорадического слоя  $E$ , носящими, как уже отмечалось, более или менее регулярный характер, наблюдаются отражённые сигналы от слоя  $E$  значительно меньшей интенсивности, малой продолжительности и подчас сильно размытые. У этих отражений отсутствует какая-либо закономерность в суточном и сезонном ходе и т. п.

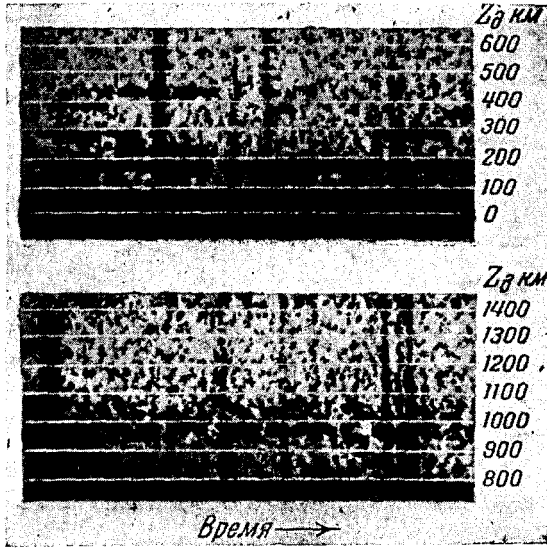
Ряд экспериментальных исследований позволил выявить особенности этого типа отражений, а также их виды и в других слоях. Однако сложность явления, свидетельствующая об усложнении в некоторых условиях структуры ионосферы, а также отсутствие достаточного количества экспериментальных данных затрудняют в настоящее время систематизацию имеющегося материала и достаточно полное физическое объяснение наблюдаемых явлений.

В некоторых случаях при импульсном зондировании ионосферы появляются быстро мелькающие отражения продолжительностью порядка  $0,5$  сек, а иногда и более, с промежутками порядка  $30$  сек. Одновременно бывает и несколько таких отражений. Высотная диаграмма, снятая на фиксированной частоте, имеет в таких случаях вид, изображённый на осциллограмме VII. На рисунке приведены результаты наблюдений на частоте, выше критической. Действующие высоты этих отражений колеблются от нескольких десятков до нескольких сотен километров. Они наблюдаются как днём, так и ночью в различные времена года.

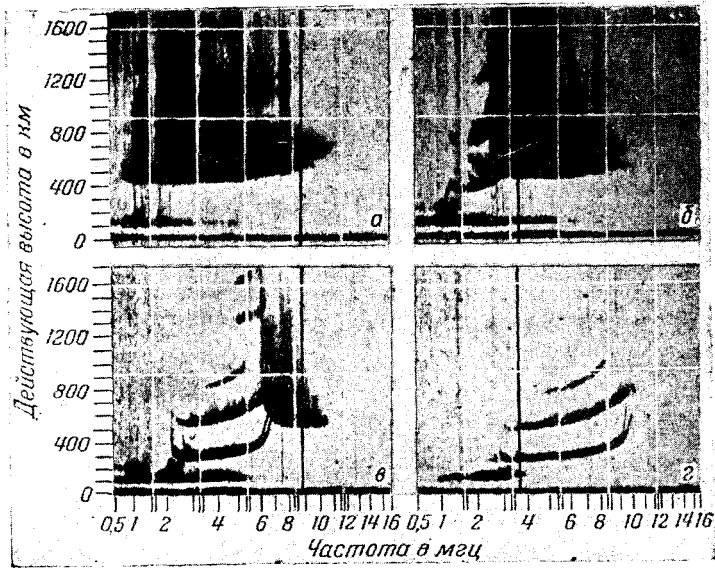


V





VII



VIII

Нерегулярные отражения этого типа проявляются также в виде размытого, устойчивого во времени сигнала, который, повидимому, представляет собой группу следующих друг за другом сигналов. Группы отражений соответствуют, как правило, большим временам запаздывания (10—20 миллисекунд и более).

Пеленгирование спорадических сигналов, описанных выше, показывает, что они приходят со всевозможных направлений<sup>58</sup>. Из анализа путей их прихода следует, что они отражаются преимущественно в слое *E* и в области промежуточной между *E* и *F* слоями. Чаще всего проявляется этот тип отражений при мощном и, в особенности, направленном излучении передатчика. В этих случаях наблюдаются отражённые сигналы, пеленг которых в месте приёма соответствует направлению излучения передающего устройства.

Описанный выше тип отражений указывает на наличие в ионосфере более или менее случайных ионизированных облаков, от которых происходят нерегулярные отражения. Эти облака легче всего обнаруживаются на границе мёртвой зоны, где нет устойчивых отражений, чем и объясняется то обстоятельство, что мелькающие отражения приходят со всевозможных направлений, так как отражения могут при этом идти со всех сторон. Диапазон частот, на которых чаще всего наблюдаются отражения, соответствует диапазону коротких волн (20—30 м). Повидимому, ионизированные облака имеют линейные размеры, значительно большие длины волны, так как единичные случайные сигналы этого типа сохраняют свою форму. Размытые сигналы возникают при этом вследствие наложения следующих друг за другом сигналов, отражённых от различных мест облака (от краёв), либо от разных облаков. Чаще появляются не единичные облака, а небольшие их группы. Это можно усмотреть из того, что при направленном излучении наблюдаются устойчивые отражения с направления, в котором как бы «освещается» ионосфера; вторичный свет этого излучения и есть отражённая группа сигналов.

Имеются также экспериментальные данные<sup>52, 53</sup>, указывающие на частое появление облаков как в слое *F*, так и выше него. В последнее время с помощью установки, позволяющей снимать высотнo-частотные характеристики ионосферы через каждые 10—30 сек, были обнаружены<sup>54</sup> ионизированные облака, которые движутся в области *F* со скоростью. 1—2 км/сек.

Описанные отражения считают обычно результатом рассеяния, хотя физическая их природа не вполне соответствует тому, что принято называть в оптике рассеянием света, когда происходит диффракция электромагнитной волны на неоднородности с размерами порядка или меньше длины волны  $\lambda$ <sup>43</sup>. Наблюдается, однако, и другой тип отражений, который, повидимому, ближе подходит к тому, что представляет собой рэлеевское рассеяние<sup>55</sup>. Они ещё менее изучены. Имеется указание, что они появляются чаще ночью.

Наблюдается картина, представленная на осциллограммах VIII. При

вертикальном зондировании ионосферы появляется непрерывный поток отражённых сигналов, простирающихся от нескольких сот до тысячи и более километров<sup>56</sup>. Нижняя граница действующих высот этих отражений почти не зависит от частоты и соответствует высотам области  $F$ . Во всём диапазоне частот интенсивность отражений почти постоянная, и верхняя граница частоты, на которой отражения довольно резко обрываются, соответствуют 10—12 мГц. На осциллограммах  $a$ ,  $b$ ,  $v$ ,  $z$ , которые сняты последовательно через 30 минут, видно, как прекращается этот тип отражений во время восхода солнца. Постепенно увеличивается их нижняя частотная граница и появляются нормальные отражения от слоя  $F$ . На осциллограмме  $v$  ещё остался узкий диапазон частот, в котором наблюдается рассеяние, однако, позднее оно совсем исчезает.

Наблюдаемое явление может найти своё объяснение в том, что в области  $F$  в некоторых случаях образуется скопление ионизированных облаков с линейными размерами, меньшими или порядка 25—30 м (соответствующих верхней границе частоты 10—12 мГц). Это скопление облаков может иметь значительную толщину. Рассеяние на этих облаках, наряду с многократными отражениями, приводит к кажущемуся размытию сигналов. Если это рэлеевское рассеяние, то отношение интенсивности  $J$  отражённых сигналов к интенсивности  $J_0$  падающих сигналов должно быть пропорционально

$$\frac{J}{J_0} \sim \frac{1}{\lambda^4} (n - n_0)^2, \quad (5,1)$$

где  $n$  и  $n_0$  — соответственно коэффициенты преломления ионизированных облаков и окружающей их среды. Так как в ионосфере

$$n \sim N\lambda^2,$$

то получаем

$$\frac{J}{J_0} \sim (N - N_0)^2. \quad (5,2)$$

Из (5,2) видно, что интенсивность рассеянной волны не зависит в этом случае от частоты, что и наблюдается в описанном опыте. Прекращается рассеяние на более коротких волнах, для которых линейные размеры облаков соизмеримы или больше длины волны. Здесь могли бы иметь место регулярные отражения от единичных облаков, однако коэффициент отражения очень мал, если ионизация облака незначительно превышает ионизацию окружающей среды, которая прозрачна для этих частот.

Постепенное отодвигание нижней частотной границы этих отражений с восходом солнца может объясняться тем, что скопление облаков находилось на больших высотах, так что ночью, при малых значениях ионизации слоя  $F_2$ , даже низкие частоты достигали этих

высот. С увеличением ионизации слоя  $F_2$  начались отражения в нижней части диапазона частот от более низких областей слоя, прикрывающих первоначально частично, а затем и полностью это скопление ионизированных облаков, когда критическая частота принимает значения  $\sim 10$  мгц.

Иной тип отражений, наблюдаемых в слое  $F_2$ , представлен на высотно-частотных характеристиках, изображенных на осциллограммах VI. Эти отражения характеризуются тем, что в области критических частот слоя  $F_2$  наблюдается сильное размытие обыкновенных и необыкновенных сигналов. В некоторых случаях получается такая картина, что весь интервал между хвостами обыкновенной и необыкновенной волны заполнен отражениями. При этом в случае, изображенном на этих осциллограммах, значение  $(f^x - f^0)$  между краями или серединой хвостов характеристики соответствует нормальной для пункта наблюдений величине  $\sim \frac{f_n}{2}$ , разность же частот  $(f_2 - f_1)$  между краями характеристики имеет всевозможные значения в интервале  $f_n$ . В некоторых случаях наблюдается размытие сигнала не только в области критических частот, но и в нижней части высотно-частотной характеристики, где расщепление сигнала ещё незаметно.

Имеющиеся данные показывают, что подобного рода эффекты встречаются чаще ночью в зимнее время. Число случаев их наблюдения, по отношению к общему числу заснятых характеристик, составляет в некоторые месяцы, по предварительным данным, до 10%. Всё развитие процесса иногда протекает в течение нескольких часов.

Анализ результатов измерений, в которых наблюдаются эти эффекты, позволил высказать предположение, что в ряде случаев в области  $F_2$  возникает довольно устойчивое скопление ионизированных облаков, заполняющее слой почти по всей его толщине<sup>27</sup>. Степень ионизации этого скопления облаков изменяется с высотой, аналогично ионизации нормального слоя  $F_2$  и достигает максимума, отличного по величине от максимума слоя  $F_2$ , по предварительным данным, на 30—40% и расположенного на высоте примерно нормального слоя  $F_2$ . Это скопление ионизированных облаков, по аналогии с  $E_{\text{спор}}$ , названо спорадическим слоем  $F$  ( $F_{\text{спор}}$ ).

При таких условиях происходит следующее. С одной стороны, имеются отражения от нормального слоя  $F_2$ , в котором волна распространяется более или менее беспрепятственно в силу полупрозрачности  $F_{\text{спор}}$ . В области его критических частот получаются на высотно-частотной характеристике два хвоста, соответствующие обыкновенной ( $f^0$ ) и необыкновенной ( $f^x$ ) волнам. С другой стороны, имеются отражения от  $F_{\text{спор}}$ , которые, в случае его большой толщины, совпадающей примерно с толщиной  $F$ , могут приводить к утолщению или даже раздвоению нижней части высотно-частотной характеристики и к появлению двух дополнительных хвостов на характеристике.

соответствующих критическим частотам необыкновенной и обыкновенной волн  $F_{\text{спор}}$ . В случае, когда значения критических частот  $F_{\text{спор}}$  мало отличаются от значений критических частот нормального слоя  $F_2$ , происходит утолщение сигналов—кажущееся их расплывание—вследствие набега друг на друга двух обыкновенных и двух необыкновенных сигналов.

Характеристики типа, изображённого на осциллограмме VI б, могут быть получены вследствие быстрых изменений максимальной ионизации  $F_{\text{спор}}$  из-за движения  $F_{\text{спор}}$ , либо при наличии не одной, а нескольких систем таких облаков. На осциллограмме VI в приведён случай двух систем облаков (6 хвостов).

### г) «Мировое» и «кругосветное» эхо

Это интересное радио явление привлекло внимание исследователей уже 20 лет тому назад. После первого сообщения оно дискутировалось в литературе в течение нескольких лет, но уже

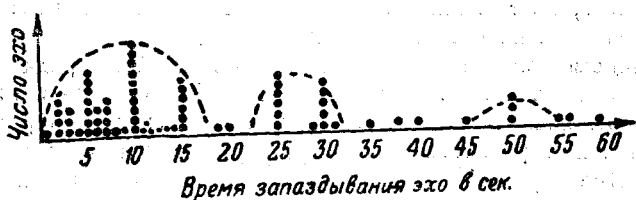


Рис. 23.

примерно 10 лет обсуждение его или какие-нибудь дополнительные данные о нём, более не приводились, несмотря на то, что физическая природа этого явления окончательно не выяснена и изучение его представляет интерес.

В 1927 г. было впервые<sup>57</sup> в литературе указано, что на коротких волнах наблюдались эхо телеграфных сигналов с запаздыванием в 3 сек. После этого сообщения в 1928 г. проводились совместные наблюдения<sup>58</sup> в нескольких пунктах за работой станции, специально излучавшей сигналы для обнаружения этих эхо. Начались опыты в марте, однако лишь в октябре были впервые зафиксированы эхо с запаздыванием в 3—15 сек. В дальнейшем наблюдались эхо лишь 24 октября. Часть этих эхо (свыше 100) наблюдались одновременно в различных пунктах, а несколько из них и во всех пунктах.

В последующее время разными исследователями наблюдались (в 1930 и 1934 гг.) эхо с различными временами запаздывания в пределах 3—30 сек и более. Эхо, наблюдаемые в 1934 г., представлены на рис. 23<sup>59</sup>. Из рисунка видно, что время запаздывания

эхо будто бы имеет максимум около 9—10 сек и 25—30 сек. Следует указать, что в наблюдениях 1928 г. наибольшее число эхо было с запаздыванием в 8 сек, наблюдалось также некоторое их накопление через 25 сек.

В цитированном выше сообщении<sup>57</sup> было высказано предположение, что запаздывающее эхо представляет собой сигналы, которые проникают через ионосферу и отражаются около торроидальной поверхности, образуемой вокруг Земли потоком электронов, излучаемых Солнцем. Согласно этой теории, разработанной ещё в 1904 г., потоки частиц, излучаемых Солнцем, двигаются под влиянием магнитного поля Земли по сложным орбитам, образуя торроидальную поверхность с осью, совпадающей с земной магнитной осью (рис. 24). Эта поверхность удалена на очень большие расстояния от Земли.

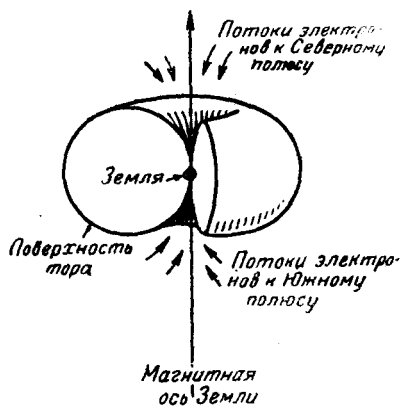


Рис. 24.

Поверхность этого тора состоит из электронов, во внутренней же его полости отсутствуют какие-либо частицы. Электроны, обегая эту поверхность, попадают на полюса, где и вызывают полярные сияния. Следует указать, что эта теория во многих своих деталях оправдалась в применении к полярным сияниям.

Наряду с этой гипотезой обсуждалось также и другое объяснение этих эхо. Было высказано предположение, что в известных условиях сигнал отражается от ионизированных областей, имеющих значение коэффициента преломления, близкое к нулю, что соответствует малым (приближающимся к нулю) значениям групповой скорости. Распространение в таких областях приводит к длительному времени запаздывания. Так как распространение в такой среде в течение нескольких секунд вызвало бы очень сильное затухание волны, то было предположено, что эти ионизированные области образуются выше слоя  $F_2$  ионосферы, где плотность атмосферы очень мала и число соударений  $\nu$  достигает лишь нескольких единиц в секунду в  $1 \text{ см}^3$ .

В настоящее время нет ещё достаточного количества данных, которые могли бы окончательно указать, какая из этих гипотез является более правильной.

Следует, однако, отметить, что предположение о возникновении областей ионизации с  $n \sim 0$  для заданной частоты само по себе мало вероятно. Кроме того, длительное распространение в такой



среде приведёт к значительному расплыванию сигнала (см. выше), что очень затруднит его обнаружение. Уже из простой оценки видно, что в этих условиях сигнал сильно расплывается.

Для групповой скорости в ионосфере, если принять  $H_0 = 0$ , получится выражение

$$u = c \cdot n = c \sqrt{1 - \frac{a}{f^2}}. \quad (5,3)$$

Допустим, что сигнал продолжительностью  $\Delta t = 10^{-3}$  сек, а следовательно,  $\Delta f \sim 10^3$  распространяется в среде, где  $n \sim 10^{-2}$ . Из (5,3) получаем

$$\frac{du}{df} = \frac{cu}{nf^3} \quad (5,4)$$

и так как  $n \approx 10^{-2}$  и  $\frac{a}{f^2} \sim 1$ , то

$$u_{f+\Delta f} = u \left( 1 + \frac{1}{n^2} \frac{\Delta f}{f} \right), \quad (5,5)$$

откуда следует, что при  $f = 10^7$  групповые скорости границ сигнала ( $\Delta f = 10^3$ ) отличаются в два раза, что приводит, грубо говоря, к тому, что его продолжительность  $\Delta t$  должна быть порядка времени его запаздывания (вдвое меньше). Опыты же показывают, что эхо представляют собой вполне чёткий неискажённый сигнал.

Наряду с указанным выше явлением «мирового эхо» в 1926 г. были впервые описаны<sup>60</sup> «кругосветные эхо», т. е. сигналы, обегавшие вокруг земного шара. В дальнейшем наблюдалось как однократное, так и многократное обегание эхо-сигналов вокруг Земли. По данным измерений, время обегания вокруг Земли равно примерно  $\frac{1}{7}$  сек (0,138 сек), т. е. превышает на несколько процентов время, необходимое для распространения на расстояние, равное периметру земного шара.

В литературе высказывались два соображения относительно траекторий этих эхо. Одно из них основывается на том, что траектория луча круговая—т. е., что сигнал движется по окружности, радиус которой превышает радиус Земли на величину высоты ионосферы<sup>61</sup>.

Согласно другому предположению, траектория луча зигзагообразная—т. е. соответствует пути с многократными отражениями от Земли и ионосферы<sup>62</sup>. В одной из недавних работ<sup>63</sup> явление кругосветного эхо вновь подвергнуто анализу. В этой работе автор высказывает предположение, что дневное эхо идёт по траектории, названной им «рикошетирующей», т. е. что сигнал распространяется как бы по изогнутому волноводному каналу, создаваемому в ионосфере.

## д) Нелинейные эффекты

Целесообразно остановиться также на весьма интересном, наблюдаемом в ионосфере явлении, изучение которого сможет, повидимому, способствовать выяснению существенных деталей микропроцессов, происходящих в ионосфере, и уточнению некоторых её констант.

Явление это, названное в литературе Люксембург-Горьковским эффектом<sup>64, 66</sup> заключается в том, что в некоторых случаях в ионосфере наблюдается взаимное влияние распространяющихся в ней радиоволн различной длины. Теоретический анализ этого эффекта в настоящее время нельзя ещё считать полностью разработанным. Кроме того, и с экспериментальной стороны он недостаточно исследован.

Описываемый эффект проявляется в том, что при приёме передачи радиостанции, работающей на одной частоте ( $\omega_1$ ), прослушивается передача радиостанции, работающей на другой частоте ( $\omega_2$ ), существенно отличной от частоты  $\omega_1$ . Это прослушивание часто имеет место во время перерывов модуляции радиостанции частоты  $\omega_1$ , когда она излучает лишь несущую частоту.

Вскоре после первого сообщения об этом явлении было высказано предположение<sup>65</sup>, что причиной наблюдаемого эффекта может быть то обстоятельство, что радиостанция частоты  $\omega_2$ , в особенности если она мощная, воздействует на скорость теплового движения электронов в ионосфере.

В этих условиях количество соударений электронов с молекулами  $\nu$  становится функцией электрического поля этой радиостанции и, таким образом, величина  $\nu$  может подвергаться изменениям в такт с передачей мощной станции. Если отражение другой радиоволны ( $\omega_1$ ) происходит в той области ионосферы, которая подвержена влиянию мощной радиостанции ( $\omega_2$ ), то модуляция ( $\omega_2$ ) налагается на несущую частоту этой волны ( $\omega_1$ ). Получаемая при этом глубина кросс-модуляции невелика, поэтому радиостанция частоты  $\omega_2$  слышна часто лишь в перерывы модуляции принимаемой станции ( $\omega_1$ ).

В первых расчётах<sup>65</sup> было установлено, что глубина кросс-модуляции зависит от  $\nu$ , так что соответствующие измерения могут быть использованы для определения её величины. Было также указано, что подобные нелинейные эффекты, повидимому, проявляются также в том, что сильные атмосферерики, происходящие в областях отражения принимаемой радиоволны, налагаются на её модуляцию и тем самым её искажают.

Кроме того, в этих работах было показано, что в ионосфере должно иметь место своеобразное резонансное взаимодействие радиоволн, заключающееся в том, что если длина волны близка к гироскопической частоте, то её воздействие на ионосферу настолько увеличивается, что даже при относительно малых мощностях из-

лучения она вызовет заметную кросс-модуляцию радиоволн, отражённых от области ионосферы, подверженной её влиянию. Наблюдения за передачей не особенно мощных радиостанций, работавших на частотах, близких к гироскопической, подтвердили это предположение.

Однако теоретическое рассмотрение, данное в указанных работах, основывалось не на детальном кинетическом анализе процессов в ионизированном газе, что позволило получить формулы лишь с точностью до численных коэффициентов. Кроме того, в этих работах не были приняты во внимание соударения электронов с ионами, которые играют существенную роль в процессах, происходящих в ионосфере.

Более точный теоретический анализ этого вопроса, использующий кинетическое уравнение для электронов, с учётом их соударений с ионами и молекулами, проведён в последнее время<sup>67</sup>. В этой работе получены формулы, которые позволят в некоторых случаях довольно подробно продискутировать экспериментальные данные и составить себе представление о разных деталях микропроцессов, происходящих в ионосфере, в частности, о роли соударений электронов с молекулами или ионами.

Следует отметить, что с экспериментальной стороны Люксембург-Горьковский эффект, по литературным данным, очень мало исследовался, и какие-либо детали его неизвестны. Можно полагать, что большая сеть мощных радиостанций, появившихся в последнее время, приведёт к более полному исследованию этого интересного, с разных точек зрения, явления.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. E. V. Appleton and M. A. Barnett, *Nature*, **115**, 333 (1925).
2. G. Breit and M. A. Tuve, *Nature*, **116**, 357 (1925).
3. D. R. Bates and H. S. Massey, *Reports of Progress in Physics* (The Physical Society), **9**, 62 (1943). *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **239**, 269 (1943).
4. T. Sayers, *Reports on Progress in Physics*, **9**, 52 (1943).
5. В. Л. Гинзбург, *Изв. А. Н., серия физ.* **8**, 76 (1944).
6. I. C. Jaeger, *Proc. Phys. Soc.*, **51**, 519 (1945).
7. Та-Тоу-Во, *Terr. Mag. Atm. El.*, **50**, 57 (1945).
6. V. C. Ferraro, *Terr. Mag. Atm. El.*, **50**, 215, 223 (1945).
7. G. Drukarev, *Journ. Phys. USSR*, **10**, 81 (1946).
8. R. R. Wooley, *Proc. Roy. Soc.*, **187**, 102 (1946); **187**, 403 (1946); **189**, 218 (1947).
9. В. К. Ванерьеа, *Proc. Roy. Soc.*, **190**, 67 (1947).
10. A. Pande, *Terr. Mag. Atm. El.* **52**, 375 (1947).
11. N. Best, R. Havens and LaCOW, *Phys. Rev.* **70**, 985 (1946); **71**, 915 (1947); **72**, 712 (1947).
12. S. L. Seaton, *Phys. Rev.*

13. E. V. Appleton, *Nature*, **157**, 691 (1946).
14. I. W. Cox, *Nature*, **158**, 189 (1946).
15. C. W. Allen, *Terr. Mag. Atm. El.*, **51**, 1 (1946).
16. I. Bannion and F. W. Wood, *Terr. Mag. Atm. El.*, **51**, 89 (1946).
17. P. H. Liang, *Nature*, **160**, 642 (1947).
18. M. L. Phillips, *Terr. Mag. Atm. El.*, **52**, 321 (1947).
19. L. A. Manning, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **35**, 1203 (1947).
20. J. A. Pierce, *Phys. Rev.*, **71**, 698 (1947).
21. В. Л. Гинзбург, *Успехи Физических Наук*, **28**, 155 (1946).
22. В. Н. Кессених, *Изв. А. Н., серия физ.*, **11**, 155 (1947).
23. Я. Л. Альперт, *Распространение радиоволн в ионосфере*, Гостехиздат (1947).
24. R. Gans, *Ann. d. Physik*, **47**, 709 (1915).
25. D. R. Hartree, *Proc., Cambr. Phil. Soc.*, **25**, 97 (1931).
26. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, *Изв. А. Н., серия физ.*, **8**, 42 (1944).
27. H. G. Booker, *Proc. Roy. Soc.*, **155**, 235 (1936).
28. В. Л. Гинзбург, *Журн. Эксп. Теор. Физ. (в печати)* (1948).
29. Л. А. Жекулин, *Вестник Электротехники, Jahrb. der Drahtl. Tel. u. Tel.*, **36**, 172 (1935).
30. Я. Л. Альперт, *Изв. А. Н., серия физ. (в печати)* (1948).
31. С. М. Рытов, *Журн. Эксп. Теор. Физ.*, **17**, 930 (1947).
32. В. Л. Гинзбург, *Журн. Эксп. Теор. Физ.*, **12**, 449 (1942).
33. E. V. Appleton and Green, *Nature*, **123**, 445 (1929).
34. Корниевская, кандидатская диссертация (1946).
35. L. Narang, *Terr. Mag. Atm. El.*, **46**, 279 (1941).
36. В. М. Дрицкий, *Доклады Академии Наук*, **58**, 775 (1947).
37. Я. Л. Альперт, *Доклады Академии Наук*, **53**, 111 (1946).
38. L. Narang, *Terr. Mag. Atm. El.*, **41**, 143 (1936).
39. В. Н. Кессених, *Доклады А. Н.*, **24**, 420 (1939).
40. Н. Д. Булатов, *Труды СИФТИ*, **6**, № 1 (1941).
41. В. Л. Гинзбург, *Journal of Physics USSR*, **7**, 289 (1943); *Журн. Эксп. Теор. Физ. (в печати)* (1948).
42. М. Б. Виноградов, *Журн. Эксп. Теор. Физ.*, **17**, 711 (1947).
43. A. T. Higgs, *Monthly Notices Roy. Astr. Soc.*, **102**, 24 (1942).
44. Я. Л. Альперт, А. А. Айнберг, *Изв. А. Н., сер. геогр.-геоф.*, **11**, 137 (1947).
45. В. Н. Кессених, Н. Д. Булатов, *ДАН*, **45**, 250 (1944).
46. H. W. Wells, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **34**, 950 (1946).
47. R. C. Peavey, *Terr. Mag. Atm. El.*, **51**, 126 (1946).
48. O. Ferrel, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **35**, 493 (1947).
49. E. V. Appleton, *Proc. Roy. Soc.*, **162**, 451 (1937).
50. T. H. Dellinger, *Proc. Inst. Radio Eng.*, **25**, 1253 (1937).
51. T. L. Eckersley, *Journ. Inst. El. Eng.*, **86**, 658 (1940).
52. T. A. Pierce and H. R. Minno, *Phys. Rev.*, **57**, 95 (1940).
53. L. Narang, *Terr. Mag. Atm. El.*, **50**, 287 (1945).
54. H. W. Wells, I. M. Watts and D. E. George, *Phys. Rev.*, **69**, 540 (1946).
55. В. Д. Гусев, *Изв. Академии Наук., серия физ.*, **11**, 195 (1947).
56. H. G. Boomer and H. W. Wells, *Terr. Mag. Atm. El.*, **43**, 249 (1938).
57. C. Störmer, *Nature*, **122**, 681 (1928).
58. Balh van der Pol, *Nature*, **122**, 878 (1928).
59. I. Fuchs, *Hochfr. und Elekt.*, **44**, 163 (1934); **45**, 111 (1935); **46**, 144 (1936).

60. Quack, *Jahrb. der Draht. Tel. u. Tel.* **28**, 177 (1926).
  61. Quack und Mögel, *tel. Nachr. Tech.*, **6**, Nr. 2 (1929).
  62. Taylor and Young, *Proc. Inst. Radio Eng.* **16**, No. 5 (1928), **17**, No. 9 (1929).
  63. П. Е. Краснушкин, *Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей*, Издание МГУ (1947).
  64. V. D. Tellegen, *Nature*, **131**, 840 (1933).
  65. V. A. Bailey and D. F. Martyn, *Nature*, **133**, 218, 369 (1934); **139**, 68, 838 (1937); *Phil. Mag.*, **18**, 369 (1934); **23**, 929 (1937).
  66. Р. В. Львович, *Радиотехника*, № 2, 5 (1937).
  67. В. Л. Гинзбург, *Изв. Академии Наук, серия физ.* (в печати) (1948).
-