АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

ВОПРОСЫ ИССЛЕДОВАНИЯ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ И ГЕОМАГНЕТИЗМА

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

НОВОСИБИРСК–1975

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

ВОПРОСЫ ИССЛЕДОВАНИЯ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ И ГЕОМАГНЕТИЗМА

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

НОВОСИБИРСК–1975

В сборнике приводятся результаты экспериментального и теоретического исследования ионосферного распространения радиоволн, обсуждаются вопросы физики ионосферы (главным образом нижней) и методики ее исследования.

Рассматриваются различные нелинейные эффекты, происходящие при распространении радиоволн в нижней ионосфере, играющие существенную роль как в вопросах ее диагностики, так и в практике радиосвязи.

Приводятся результаты экспериментального исследования ионосферного распространения средних радиоволн, исследования ионосферы методом частичных отражений и методом поглощения радиоволн при наклонном распространении.

Рассматриваются вопросы теории ветровых процессов в ионосфере, теории колебаний атмосферы и вызываемых ими возмущений ионосферной плазмы. Приводятся экспериментальные данные о характере ветров в нижней ионосфере.

Редакционная коллегия:

доктор физ.-мат.наук И.М.Виленский (ответственный редактор),
кандидат физ.-мат.наук Э.И.Гинзбург (зам.ответ. редактора),
младшие научные сотрудники: Н.И.Израйлева, И.И.Нестерова,
В.В.Плоткин

Печатается по решению Геофизической секции Ученого Совета Института геологии и геофизики СО АН СССР

© Институт геологии и геофизики СО АН СССР, 1975

О Г Л А В Л Е Н И Е

АДИАБАТИЧЕСКИЙ ЗАХВАТ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРНЫЙ ВОЛНОВОЙ КАНАЛ

М.Е.Фрейман

В /I/ развит адиабатический подход к расчету траекторий коротких радиоволн в ионосферных каналах. При этом рассматривались траектории, близкие к горизонтальным. На основе вариационного принципа можно построить адиабатическую теорию для более широкого класса траекторий. Однако вблизи точек захвата луча в ионосферный и надземный каналы и его выхода из этих каналов требуется написание точных уравнений геометрической оптики. Данная работа посвящена исследованию траектории критического луча и на основе этого решению задачи о распределении пучка радиоволн между вышеуказанными каналами.

I. Адиабатическое приближение

В трехмерно-неоднородной среде уравнения геометрической оптики можно получить из принципа Ферма. В координатах R, θ, χ, где R - радиус, θ, χ - центральные углы, он имеет следующий вид:

$$\delta\int n(R,\theta,\chi)\sqrt{(dR)^2+(Rd\theta)^2+(Rd\chi)^2}=0\,, \qquad (\mathrm{I})$$

где $n(R,\theta,\chi)$ - показатель преломления среды. Выпишем уравнения для траектории луча /2/:

$$\frac{d}{dS}\left(\frac{nR\sin\varphi}{\sqrt{1+tg^2\psi\cos^2\varphi}}\right)=\frac{\partial n}{\partial\theta}\,, \qquad (2)$$

$$\frac{d}{dS}\left(\frac{nR\,tg\psi\cos\varphi}{\sqrt{1+tg^2\psi\cos^2\varphi}}\right)=\frac{\partial n}{\partial\chi}\,, \qquad (3)$$

где

$$tg\varphi=\frac{R\,d\theta}{dR}\,,\quad tg\psi=\frac{R\,d\chi}{dR}\,,\quad dS=|dR|\sqrt{1+tg^2\varphi+tg^2\psi}$$

Предположим, что неоднородность по θ и χ много меньше неоднородности по R. При этом траектория луча близка к плоской (плоскость R, θ) и в уравнениях (2), (3) можно оставить лишь члены первого порядка по $|tg\Psi| \ll 1$:

$$\cos\varphi \frac{d}{dR}(nR\sin\varphi) = \frac{\partial n}{\partial\theta}, \tag{4}$$

$$\cos\varphi \frac{d}{dR}(nR\, tg\Psi \cos\varphi) = \frac{\partial n}{\partial\chi}. \tag{5}$$

Уравнение (4) можно получить непосредственно из (I) в том же приближении. Перепишем (I) для этого случая:

$$\delta\int n\sqrt{\dot{R}^2 + R^2}\, d\theta = 0,$$

(здесь и ниже точка над символом означает $\frac{d}{d\theta}$). Для такого вариационного принципа существует функция Лагранжа:

$$L(R,\dot{R},\theta) = n(R,\theta)\sqrt{\dot{R}^2 + R^2}. \tag{6}$$

Будем решать систему уравнений (4), (5) в адиабатическом приближении. Для системы с функцией Лагранжа (6) выпишем гамильтониан

$$H = \frac{\partial L}{\partial\dot{R}}\dot{R} - L = -n(R,\theta)R^2/\sqrt{\dot{R}^2 + R^2}, \tag{7}$$

обобщенный импульс

$$P = \frac{\partial L}{\partial\dot{R}} = n(R,\theta)R^2/\sqrt{\dot{R}^2 + R^2}.$$

и полную производную по θ от гамильтониана

$$\frac{dH}{d\theta} = -\frac{\partial L}{\partial\theta} = -\frac{\partial n(R,\theta)}{\partial\theta}\sqrt{\dot{R}^2 + R^2}. \tag{8}$$

Теперь получим адиабатические характеристики траектории [3]: адиабатический инвариант

$$I(H,\theta) = \frac{1}{2\pi}\oint\limits_{H=const} \frac{\sqrt{n^2(R,\theta)R^2 - H^2}}{R}\, dR, \tag{9}$$

период осцилляций

$$\Theta(H,\theta) = -H\oint\limits_{H=const} \frac{dR}{R\sqrt{n^2R^2-H^2}} ,$$

уравнение для $H(\theta)$

$$I(H,\theta) = const = I_0 .$$

Отклонение траектории от плоской дается величиной угла χ. Используя равенства $H=-nR\sin\varphi$ и $\frac{dR}{\cos\varphi}=\frac{Rd\theta}{\sin\varphi}=\frac{-d\theta}{H}nR^2$

($\sin\varphi=\frac{Rd\theta}{dS}>0$ т.к. рассматриваем $d\theta>0$), преобразуем (5) к виду:

$$2H\frac{d}{d\theta}\left(H\frac{d\chi}{d\theta}\right)=\frac{\partial}{\partial\chi}(n^2R^2).$$

После усреднения по осцилляциям получаем уравнение для χ :

$$\frac{d}{d\theta}\left(H(\theta)\frac{d\chi}{d\theta}\right)=\frac{2\pi}{\Theta(\theta)}\frac{\partial I}{\partial\chi} . \qquad (10)$$

Условие справедливости сделанных приближений - малость изменения гамильтониана H на одном периоде осцилляций - выражается таким неравенством:

$$2\pi\left|\frac{\partial I}{\partial\theta}\right| \ll |H|$$

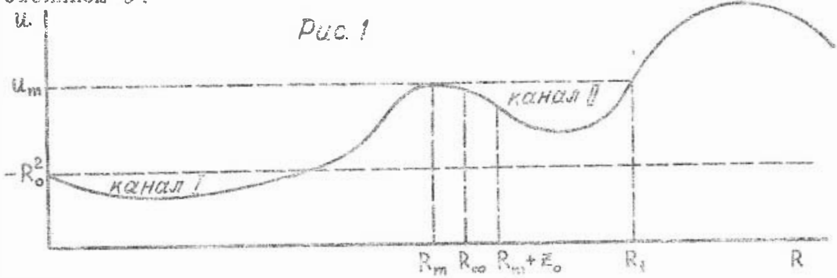
II. Задача о захвате луча в волновой канал

Обозначим $U(R,\theta)=-n^2(R,\theta)R^2$ и $E=-H^2$. Для E справедливо уравнение (см.(8)):

$$\frac{dE}{d\theta}=\frac{\partial U(R,\theta)}{\partial\theta} . \qquad (11)$$

На рис.1 приведен характерный вид функции $U(R,\theta)$ при постоянном θ.

Рис. 1



Постановка задачи следующая: каждому лучу соответствует некоторое начальное значение $E_0 = E(R_0, \theta_0)$ найти диапазон E_0 для лучей, захваченных во II канал.

Введем критическую величину $E_0 = E_K$ такую, что луч, соответствующий E_K, "садится" на максимум функции $U(R;\theta)$. Таких E_K две: луч "садится" на прямом пути – E_{K_1} и на обратном, отразившись от более высокого горба функции $U(R,\theta)$, – E_{K_2}. При $E_{K_1} \neq E_{K_2}$ происходит перетекание лучей из одного канала в другой. Интересующий нас захват осуществляется при $E_{K_1} < E_{K_2}$. Таким образом, задача свелась к определению E_K. Прежде, чем переходить к решению этого вопроса, следует детально изучить траекторию критического луча. Из (7) вытекает, что в точке остановки луча $H^2 = n^2R^2$. Так как в неоднородной по θ среде эта точка есть функция от θ, нужно исследовать точное уравнение траектории. Оно получается, если продифференцировать выражение

$$\dot{R}^2 = \frac{R^2(n^2R^2 - H^2)}{H^2}$$ с учетом (8):

$$\ddot{R} = \frac{R^2}{2n^2R^2}\cdot\frac{\partial(n^2R^2)}{\partial R} - \frac{1}{2n^2R^2}\cdot\frac{1}{R^2}\cdot\frac{\partial(n^2R^2)}{\partial\theta}\dot{R} + \dot{R}^2\left[\frac{1}{2n^2R^2}\frac{\partial(n^2R^2)}{\partial R} + \frac{1}{R}\right] - \frac{1}{2n^2R^2}\frac{1}{R^2}\frac{\partial(n^2R^2)}{\partial\theta}\dot{R}^3 . \tag{12}$$

Произведем разложение правой части (12) вблизи максимума U до второго порядка по $R - R_m$, $\frac{\partial}{\partial\theta}$, $\dot{R}$ (первым порядком ограничиться нельзя из-за исчезновения эффектов, связанных с неравенством нулю $\dot{R}_m$ и $\mathring{U}_m$). Приходим к уравнению второго порядка относительно $z = R - R_m$:

$$\ddot{z} = -\frac{\alpha R_m^2}{2U_m} z\left(1 + \frac{2z}{R_m}\right) - \frac{\mathring{U}_m}{2R_m^2}\frac{d}{d\theta}(z + R_m) + \frac{1}{R_m}\left[\frac{d}{d\theta}(z + R_m)\right]^2 - \ddot{R}_m ,$$

где $U_m(\theta) = max\{U\}$, R_m – координата максимума, $\alpha(\theta) = \left(\frac{\partial^2 U}{\partial R^2}\right)_{R_m}$.

При условии $\left|\frac{d}{d\theta}\left(\frac{1}{\sqrt{\alpha'}}\right)\right| \ll 1$ (13)

решение уравнения (12) представимо в следующем виде:

$$z = z_0[\alpha_0'|\alpha'(\theta)]^{1/4} exp\left[-\int_{\theta(z_0)}^{\theta}\sqrt{\alpha'(\theta)}\, d\theta\right] \times \tag{14}$$

$$\times\left[1+O\left(\frac{d}{d\theta}\frac{1}{\sqrt{\alpha'}},\ \frac{z}{R_m}\right)\right]+\xi(\theta)+O \qquad \text{(выше второго порядка)},$$

где

$$\xi(\theta)=\frac{1}{\alpha'}\left(\ddot{R}_m+\frac{\dot{U}_m\dot{R}_m}{2R^2_m}-\frac{\dot{R}^2_m}{R_m}\right) \quad \text{и} \quad \alpha'=\frac{-\alpha R^2_m}{2U_m}\left(\alpha'>0,\ \alpha'\gg 1\right).$$

Из (I4) видно, что луч довольно быстро останавливается относительно $R_m(\theta)$ в точке $R_\infty=R_m+\xi$. Вблизи R_∞ величину E можно представить следующим образом:

$$E_\infty=U_\infty(\theta)+|U_m|\cdot\frac{\dot{R}^2_m}{R^2_m}+O\left(\xi R_m,\ \xi^2\right). \tag{I5}$$

Кроме того, из (II)

$$E_\infty=E_K+\int\limits_S\frac{\partial U}{\partial\theta}d\theta. \tag{I6}$$

Поэтому из (I5) и (I6) получим для E_K:

$$E_K=U_\infty(0)+|U_m(0)|\frac{\dot{R}^2_m(0)}{R^2_m(0)}+\int\limits_S\frac{\partial}{\partial\theta}\left[U_\infty-U\right]d\theta+\int\frac{d}{d\theta}\left[|U_m|\frac{\dot{R}^2_m}{R_m}\right]d\theta \tag{I7}$$

Интегрировать надо до тех θ, где луч практически остановился относительно R_m, то есть $|\dot{y}|\ll|\dot{R}_m|$ (где $y=z-\xi$; вполне достаточно, чтобы $|y(\theta)|\sim|\xi|$). Позднее будет получено условие малости четвертого члена в (I7). При этом, если ок сравним со вторым членом, то надо отбросить оба и члены выше второго порядка. (I7) упрощается:

$$E_K=U_m(0)+\int\limits_S\frac{\partial}{\partial\theta}\left[U_\infty(\theta)-U\right]\frac{\sqrt{|E|}\,dR}{R\sqrt{E-U}} \tag{I8}$$

(интеграл берется по траектории луча). В областях R, где

$$|E-U_\infty|\ll|U_\infty-U| \tag{I9}$$

в (I8) можно заменить $E-U$ на $U_\infty-U$. Если здесь же выполнено $|E-U_{m0}|\ll|U_{m0}|$, что равносильно $\Delta\theta(z_0)\ll\theta_U$, (20)
где θ_U -характ. θ изменения U
(z_0 определено ниже, $\Delta\theta(z_0)$ - набег θ к точке z_0), то при условии малости вклада в интеграл (I8) областей R, в которых (I9) не выполнено, выражение (I8) приводится к следующему виду:

$$E_K=U_m(0)+2\sqrt{|U_m(0)|}\frac{\partial}{\partial\theta_0}\int\limits_{S_0}\frac{\sqrt{U_{m0}-U}}{R}dR. \tag{2I}$$

Для получения условий справедливости (2I) разделим траекто - рию луча в канале II на три участка:

I) $|z| < z_0, |\xi| \ll z_0 \ll \frac{3\alpha}{\beta}$, $\beta = \left|\left(\frac{\partial^3 U}{\partial R^3}\right)_{R_m}\right|$,

2) область вблизи точки отражения R_1, 3) $z_0 < z < z_1 = R_1 - R_m$.

I. Оценка интеграла (I8) на I участке:

$$\int\limits_{\theta(z_0)}^{\theta(\xi)} \frac{\partial}{\partial\theta}(U_\infty - U)d\theta = \int\limits_{y_0}^{|\xi|}\left\{\frac{\dot\alpha}{2}y^2 + (\dot\alpha\xi + \dot R_m\alpha)y + \frac{\alpha}{2}\left[-\frac{d}{d\theta}(\xi^2) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + 2\dot R_m\xi\right]\right\}d\theta,$$ где интеграл от первого члена даст $\left(d\theta \simeq -\frac{1}{\sqrt{\alpha'}}\frac{dy}{y}\right)$:

$$\frac{\dot\alpha}{2\sqrt{\alpha'}}\left[z_0^2 - 2z_0\xi + O(\xi^2)\right],$$

от второго -

$$\frac{\dot R_m\alpha z_0}{\sqrt{\alpha'}} + \frac{\dot\alpha\xi z_0}{\sqrt{\alpha'}} + O(\dot R_m\xi, \xi^2),$$

от третьего -

$$\alpha\xi\dot R_m\Delta\theta_1 \simeq \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha'}}\dot R_m z_0 f\left(\frac{z_0}{|\xi|}\right),$$

где $\Delta\theta_1 \simeq \frac{1}{\sqrt{\alpha'}}\ln\frac{z_0}{|\xi|}$ (здесь и ниже $f(x) \equiv \frac{\ln x}{x}$).

Так как $f(x) < \frac{1}{e}$ при $x > 1$ малость отличия вычисленных интегралов от (28) дает условия:

$$\frac{\alpha_0 z_0|\dot R_m(0)|}{\sqrt{\alpha_0'}} \ll |\Delta|; \left[\frac{\alpha z_0|\dot R_m|}{\sqrt{\alpha'}}\right]_{\theta<\Delta\theta_1} \cdot f\left(\frac{z_0}{|\xi|}\right) \ll |\Delta|, \quad (22)$$

где $\Delta = 4\pi\sqrt{|U_{m0}|}\frac{\partial I_{max\,2}}{\partial\theta}$, I_{max} максимум I во II канале.

2. Что касается оценки интеграла (I8) на 2-ом участке, то нетрудно показать, что изменение E_K из-за неоднородности U по θ проявляется лишь во втором порядке и в том же порядке даст вклад в (I8).

3. Проследим выполнение неравенства (I9) на 3-ем участке:

$$|E - U_\infty| \lesssim |\Delta|; \quad |E - U| = \left|-U\frac{\dot R^2}{R^2}\Big/\left(1 + \frac{\dot R^2}{R^2}\right)\right| \geqslant$$

$$\geqslant \min\{|U|\}\left[\frac{\dot R^2}{R^2}\Big/\left(1 + \frac{\dot R^2}{R^2}\right)\right]_{z_0} = |U_m|\frac{\alpha' z_0^2}{R_m^2} = \frac{\alpha z_0^2}{2}. \quad (23)$$

С учетом (23) (I9) выполнено при

$$|\Delta| = \ll \frac{\alpha z_0^2}{2} . \tag{24}$$

В (20) разобьем $\Delta\theta(z_0)$ на два слагаемых $\Delta\theta(z_0) = \Delta\theta(z > z_0) + \Delta\theta_2$. Оценивая каждое из них, получаем еще два условия

$$\Delta\theta(z > z_0) \leqslant 2\int_{z_0}^{z_1} \frac{\sqrt{|U_{m0}|}\, dz}{(R_{m0}+z)\sqrt{U_{m0} - U(R,\theta_0)}} \ll \theta_U , \tag{25}$$

$$\Delta\theta_2 \simeq \frac{2}{R_m}\sqrt{\frac{2|U_{m0}|}{\alpha}}\, \ln\left(2\sqrt{\frac{\alpha}{2|\Delta|}}\, z_0\right) \ll \theta_U . \tag{26}$$

Оценка вклада неоднородности U по θ в интеграл (I8) на пути $\Delta\theta_2$ дает дополнительное неравенство

$$\left|\frac{d}{d\theta}\left(\frac{1}{\sqrt{\alpha}}\right)\right| \ln\left(2\sqrt{\frac{\alpha}{2|\Delta|}}\, z_0\right) \ll 1. \tag{26a}$$

Вернемся к критерию малости второго и четвертого членов в (I7). С учетом (20) имеем соответственно:

$$\frac{|U_m(0)|}{R_{m0}^2}\left[\dot{R}_m(0)\right]^2 \ll |\Delta|, \left|\left[\frac{z_0}{\xi\sqrt{\alpha'}}\frac{d}{d\theta}\left(\frac{|U_m|}{R_m^2}\dot{R}_m^2\right)\right]_{\theta<\Delta\theta_1}\right| f\left(\frac{z_0}{|\xi|}\right) \ll |\Delta| . \tag{27}$$

Таким образом, если при каком-либо значении $z_0\left(|\xi| \ll z_0 \ll \frac{3\alpha}{\beta}\right)$ выполнены все неравенства (I3), (22), (24-27), то справедливо выражение (2I) для E_K.

Так как задача с самого начала решалась в приближении геометрической оптики, то полезно было бы показать, когда это можно делать. Произведем простейшую оценку для сферически симметричной модели ионосферы. В данном случае уравнения для поля сводятся к уравнению для собственных значений /4/:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon' - E_1)\psi = 0, \tag{28}$$

где $\varepsilon' = \varepsilon\left(1 + \frac{2z}{R_0}\right)$ - эффективная диэлектрическая проницаемость ионосферы, $E_1 = \frac{-E}{R_0^2}$. Геометрическая оптика соответствует квазиклассике уравнения (28). То есть, первое условие - большие номера собственных значений. Из правила квантования Бора-Зоммерфельда:

$$N = \frac{4\pi I_{max}}{\lambda_0} \gg 1 , \quad \text{где } \lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega} \text{ - длина волны} . \tag{29}$$

Второе условие получается из учета прозрачности ионосферного слоя вблизи его максимума /5/:

$$D = \frac{1}{1+e^{2\pi\rho}}, \quad \text{где } \rho = \frac{\frac{\omega}{c}(\varepsilon'_m - E_1)}{\sqrt{2\varepsilon''_m}}, \quad \varepsilon''_m = \left(\frac{\partial^2 \varepsilon'}{\partial z^2}\right)_{z\,max};$$

D - коэффициент просачивания. Ширина ΔE_1, на которой существенно просачивание, равна: $\Delta E_1 = \frac{2}{\pi^2}\sqrt{2\varepsilon''_m}\,\lambda_0$

Следовательно, второе условие:

$$|\Delta E_1| R_0^2 \ll |\Delta| \quad \text{или} \quad \left|\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{I_{max}}{\lambda_0}\right)\right| \gg \frac{\sqrt{\alpha'}}{\pi^3}. \tag{30}$$

Размер неоднородности ионосферы в горизонтальном направлении всегда существенно больше, чем в вертикальном, и поэтому пределы применимости геометрической оптики полностью определяются неравенствами (29) и (30).

Найденное выше критическое значение E_K связано с начальным углом излучения следующим соотношением

$$E_K = -R_0^2 \sin^2\varphi_0, \tag{31}$$

где R_0 - радиус Земли, $n(R_0)=1$. Поэтому решение задачи о захвате предстает в следующем виде:

$$\sin^2\varphi_0 = \varepsilon'_{m0} - \frac{\sqrt{\varepsilon'_{m0}}}{R_0}\frac{\partial}{\partial\theta}(2\pi I_{max_1}) \tag{32}$$

$$\partial I_{max_2}/\partial\theta > 0 \tag{33}$$

$$\Delta(\sin^2\varphi_0) = -\frac{\sqrt{\varepsilon'_{m0}}}{R_0}\frac{\partial}{\partial\theta}(4\pi I_{max_2}). \tag{34}$$

(Все величины берутся в начальном угле θ_0 соответствующем точке излучения). Здесь (32), (33) - условия захвата, а $\Delta(\sin^2\varphi_0)$ соответствует ширине захваченного пучка. Заметим, что (34) выражает адиабатичность захвата (см./6/).

III. Учет горизонтальной неоднородности ионосферы при расчете МПЧ

Способ расчета начального угла для критического луча заданной частоты с помощью равенства (32) имеет, вообще говоря, самостоятельное значение. Проиллюстрируем это на простом примере. Допустим, нужно найти МПЧ для ионосферного слоя. Используя (32), выписываем уравнение для нахождения МПЧ:

$$1 = \varepsilon'_{min}(\omega) - \delta(\omega),$$

где $\varepsilon'_{min}(\omega)$ - минимальное значение ε' в слое для данной частоты ω а $\delta(\omega) = \sqrt{\varepsilon'_{min}}\, \frac{\partial}{\partial\theta} \oint \sqrt{\varepsilon' - \varepsilon'_{min}}\, \frac{dR}{R}$.

Величина $\delta(\omega)$ вследствие слабости неоднородности по θ порядка

$$\left|\delta(\omega)\right| \sim \left|\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{z_m}{R_0}\right)^{3/2}\right| < \left(\frac{z_m}{R_0}\right)^{3/2} < \frac{z_m}{R_0} \sim 1 - \varepsilon'_{min}(\omega)$$

и поэтому поправка $\Delta\omega$ к $\omega_{МПЧ_0}$, вычисленной для сферически симметричной ионосферы $(\varepsilon'_{min}(\omega_{МПЧ_0}) = 1)$, мала. Найдем ее по теории возмущений:

$$\Delta\omega = \frac{\delta(\omega_{МПЧ_0})}{\left[\frac{d\varepsilon'_{min}(\omega)}{d\omega}\right]_{\omega = \omega_{МПЧ_0}}}$$

(Все величины берутся в начальном значении $\theta = \theta_0$).

Отметим, что производные $\frac{\partial}{\partial\theta}$ во всех результатах соответствуют горизонтальным градиентам в направлении излучения радиоволн.

В заключение автор выражает благодарность А.В.Гуревичу и И.М. Виленскому за внимание к работе.

Литература

1. А.В.Гуревич, Е.Е.Цедилина. Геомагнетизм и аэрономия, 13, 283 (1973).
2. Я.Л.Альперт. Распространение радиоволн и ионосфера. М., "Наука" (1972).
3. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теоретическая физика, т.I, Механика. М., "Наука" (1965).
4. А.В.Гуревич. Геомагнетизм и аэрономия, II, 961 (1971).
5. В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., "Наука" (1967).
6. А.В.Гуревич. ЖЭТФ, 53, 953 (1967).

О НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЛН СВ-ДИАПАЗОНА НА КОРОТКИХ ТРАССАХ

И.М.Виленский, О.М.Грехов, Г.И.Кузин,
Л.Н.Ручкан, А.Н.Удальцов

I. Методика эксперимента

При экспериментальном исследовании ионосферного распространения средних радиоволн основная проблема состоит в раздельной оценке напряженности поля земной и ионосферной волн. Существующие методы разделения имеют преимущества и недостатки, по-разному проявляющиеся на различных расстояниях от передатчика. Поэтому для измерений в широком интервале расстояний (70-600 км) невыгодно, а часто и просто невозможно применять единую методику эксперимента. В проведенном исследовании использовались два метода:

а) для расстояний 70-250 км использовался импульсный метод, позволяющий осуществить надежное разделение лучей при приеме. Подробное описание методики эксперимента и результаты измерений приведены в /I,2/.

Импульсный метод является наиболее приемлемым на близких расстояниях, когда отношение амплитуд ионосферной и земной волн не превышает I0. Обычно это наблюдается в интервале расстояний 70-250 км. Для больших расстояний использование этого метода требует усложнения аппаратуры.

б) для расстояний 200-600 км можно использовать метод непосредственной записи суммарного поля в точке приема. Дело в том, что при соотношении полей ионосферной и земной волн порядка 3 и более присутствием земной волны в суммарном сигнале можно пренебречь. Возникающая за счет этого ошибка при определении медианного значения амплитуды ионосферной волны существенно меньше 30%, а при равномерном распределении фазы ионосферного сигнала в интервале 0-360° ошибка не будет превышать 5%.

При выборе трасс записи осуществлялась обязательная предварительная проверка соотношения $E_{ионосферн.}/E_{земн.}$ Обычно это соотношение было больше 3-х на расстояниях, превышающих 250-300 км. В некоторых случаях соотношение $E_{ион.}/E_{земн.} \geqslant 3$ выполняется и на расстояниях $\sim$ 200-180 км - тогда, когда распространение происходит в горной местности, где за счет рельефа наблюдается дополнительное ослабление земной волны.

Запись осуществлялась станциями технического радиоконтроля на 22 трассах.

2. Результаты обработки и кривые распространения ионосферной волны

Обработка результатов измерений проводилась стандартным способом, подробно описанным, например, в /3/. На основе статистической обработки получено свыше 30 годовых медианных значений, приведенных к эталонным условиям. На рис.I приведены результаты измерений на частотах вблизи 500, I000 и I500 кгц и кривые распространения ионосферной волны, построенные на основе полученных результатов. Здесь даны годовые медианные значения напряженности поля отраженных волн, а также указан вертикальными отрезками интервал изменений соответствующих часовых медиан (их квазимаксимальные и квазиминимальные значения).

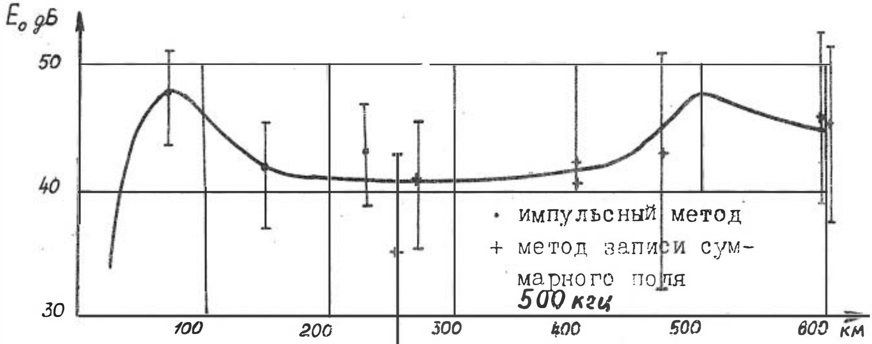
Ход кривых распространения в основном соответствует известным теоретическим предположениям. В частности подтвержден "двугорбый" характер зависимости, обусловленный сменой моды распространения при изменении расстояния. Однако, имеются и некоторые расхождения с результатами теоретических оценок. Действительно, при критической частоте ночного Е-слоя $f_{кр.} \sim$ 500-600 кгц переход от Е-моды к F-моде для частоты I500 кгц должен наблюдаться на расстояниях 450-500 км. В действительности это происходит значительно ближе - на расстоянии 250-300 км. Можно предположить, что это связано с частым появлением в ночное время спорадического слоя E_s.

Планируемые на I975 г. измерения на частотах около I500 кгц позволят уточнить место и величину "провала" на кривой распространения.

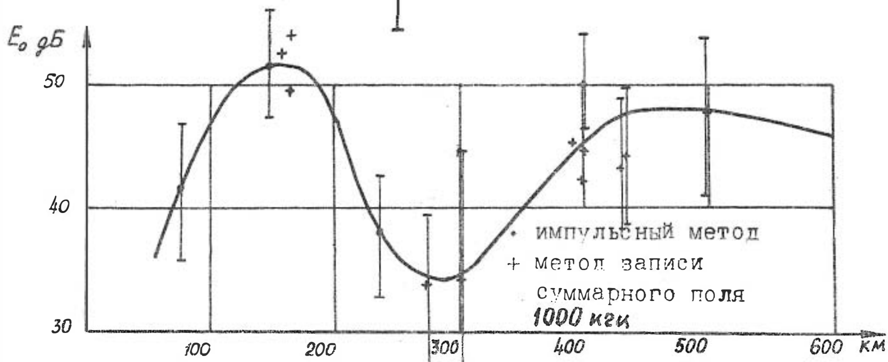
Необходимо отметить, что на расстояниях 200-230 км измерения выполнялись обоими методами и результаты измерений оказались весьма близкими, что подтверждает достаточную надежность экспериментальных данных.

3. Зоны фединга и радиус полезной зоны

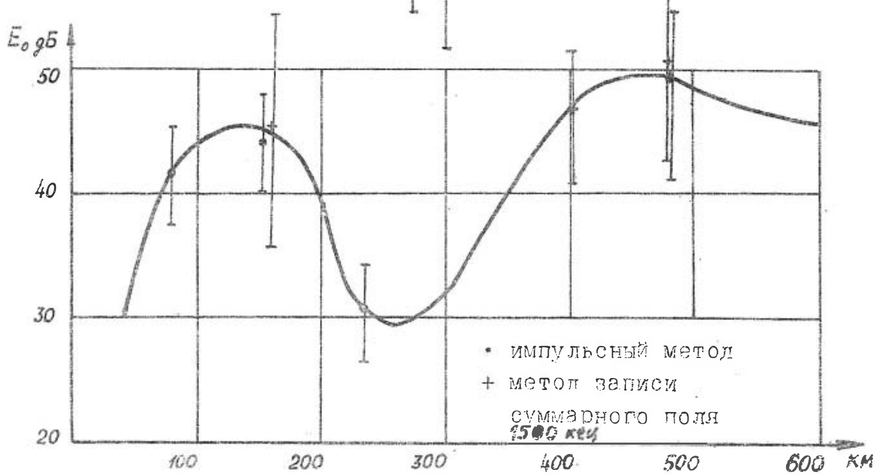
Как указывалось, кривые распространения ионосферной волны на коротких трассах полезны для оценки взаимных помех и зоны фединга. Так как наибольший фединг имеет место при равенстве амплитуд



E_0 дБ
50
40
30
• импульсный метод
+ метод записи суммарного поля
500 кгц
100
200
300
400
500
600 км



E_0 дБ
50
40
30
• импульсный метод
+ метод записи суммарного поля
1000 кгц
100
200
300
400
500
600 км



E_0 дБ
50
40
30
20
• импульсный метод
+ метод записи суммарного поля
1500 кгц
100
200
300
400
500
600 км

ионосферной и земной волн, то для определения зоны фединга построены графики ионосферной и земной волны (рис.2,3). Здесь, однако, надо учесть возможность двух вариантов - для короткой антенны, принятой согласно рекомендациями МККР в качестве эталонной,и какой-либо реальной передающей антенны.

а) На рис.2 приведены кривые распространения земной волны при проводимости почвы σ = 10 мСим/м, а также кривые распространения ионосферной волны, приведенные к эталонной (короткой) антенне. Зона наибольшего фединга оказалась, согласно графику, на расстоянии 250 км для частоты 500 кгц; 120 км - для 1000 кгц и 100 км - для 1500 кгц.

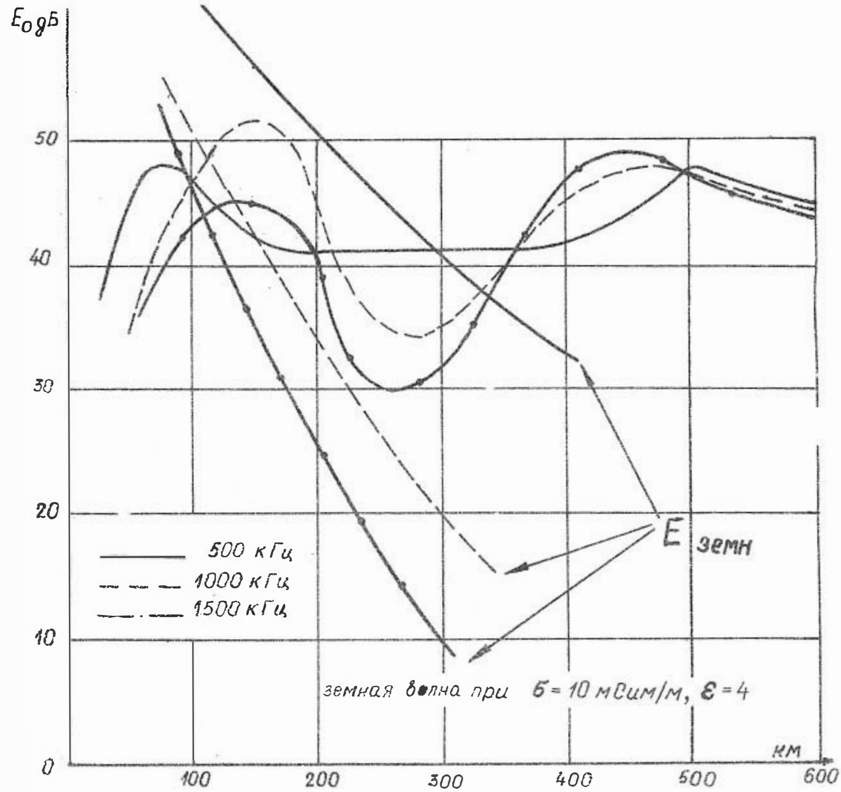


Рис.2.

б) Для определения зоны фединга в случае применения какой-либо реальной передающей антенны (нами выбрана типовая антенна АРРТ) необходимо пересчитать кривые распространения ионосферной волны. Для этого достаточно учесть диаграмму направленности антенны в вертикальной плоскости.

При пересчете кривых предполагалось, что для расстояний до 250 км отражение волны происходит от слоя с действующей высотой отражения 240 км, а для расстояний свыше 250 км - от слоя Е

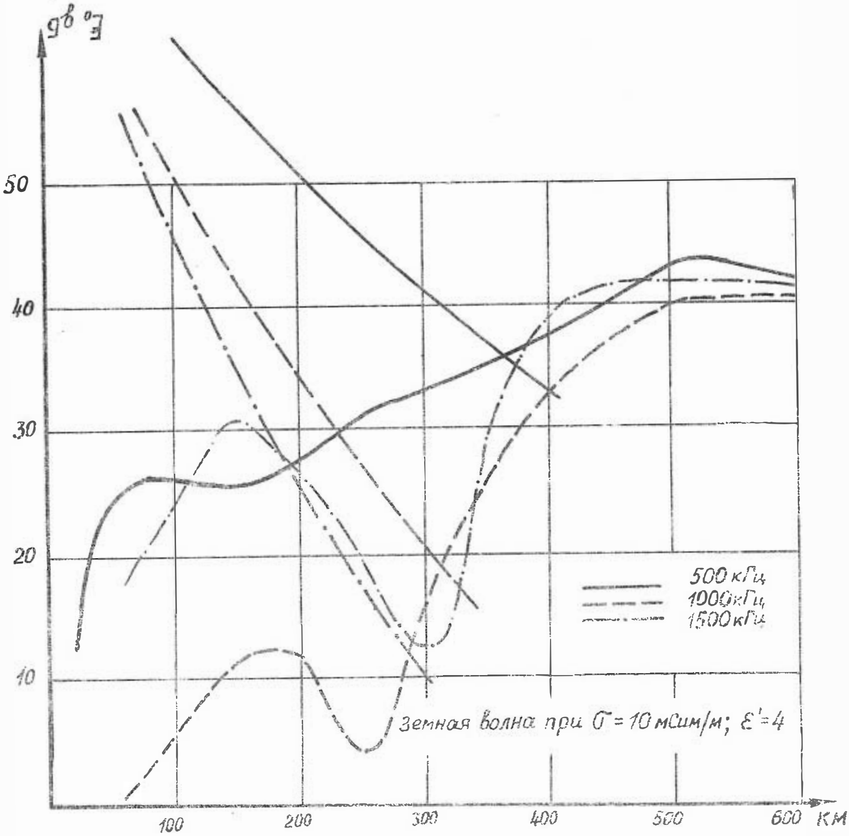


Рис.3.

с действующей высотой IIO км.

Зависимости напряженности поля земной и ионосферной волн для антенны АРРТ приведены на рис.3. Согласно этому рисунку зона федингa у антенны АРРТ сдвинута на расстояние 200-320 км.

Сравнение радиуса полезной зоны короткой и антифединговой антенны дает следующие результаты:

Тип антенны	Радиус зоны, км		
	500 кгц	I000 кгц	I500 кгц
Короткая антенна	220	95	90
АРРТ	305	290	I40

Здесь радиус полезной зоны определен по соотношению $E_{земн.}/E_{ион.} \geqslant 2$.

Таким образом, применение антифединговой антенны позволяет в значительной мере расширить зону уверенного приема.

Литература

I. И.М.Виленский, О.М.Грехов, Г.И.Кузин, Л.Н.Ручкан, Ю.В.Самуйло, А.Н.Удальцов. Некоторые результаты экспериментального исследования распространения радиоволн СВ-диапазона на коротких трассах. - В сб. "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма". ИГиГ СО АН СССР, Новосибирск, 67, I974.

2. И.М.Виленский, А.Н.Удальцов и др. Исследование ионосферного распространения средних радиоволн импульсным методом. -Технический отчет по теме "Диапазон". НЭИС, Новосибирск, I973.

3. И.М.Виленский, А.Н.Удальцов, И.С.Шлюгер. О напряженности поля радиоволн диапазона I50-I500 кгц, распространяющихся на большие расстояния от передатчика. - Геомагнетизм и аэрономия, IO, 262 (I970).

О НЕЛИНЕЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РАДИОВОЛН В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

В.В.Плоткин

В связи с ростом мощностей используемых радиопередатчиков одной из важных практических задач является детальное изучение влияния нелинейности ионосферы на амплитудные и фазовые характеристики распространяющихся в ней радиоволн. Имеется в виду изучение этих характеристик как для мощных волн, возмущающих ионосферную плазму, так и для других ("слабых") волн, проходящих возмущенную зону. В настоящее время эти вопросы исследованы далеко не достаточно. Так, при рассмотрении амплитудных и фазовых характеристик "слабых" волн, распространяющихся в области, возмущенной мощным передатчиком, обычно ограничиваются лишь учетом дополнительного поглощения и фазового запаздывания, испытываемых в этой области "слабыми" волнами. Часто такой учет осуществляется в приближении геометрической оптики (см. /I/). Однако и в этом случае нет детальных расчетов эффекта для конкретных моделей ионосферы. Но вызываемые мощными волнами возмущения могут сказываться не только в виде добавочного поглощения или фазового запаздывания "слабых" волн в возмущенной области. В ряде случаев возмущения, являясь искусственными неоднородностями, могут существенно влиять и на процессы отражения "слабых" волн от ионосферы /2/. В настоящей работе обсудим эти вопросы более подробно в применении к нижней ионосфере. Рассмотрим взаимодействие немодулированных радиоволн, связанное с влиянием мощной волны на амплитудные характеристики "слабой" волны, распространяющейся в возмущенной зоне.

§ I. О параметрах возмущений, вызываемых мощными радиоволнами в нижней ионосфере

I. Остановимся сначала на случае, когда время воздействия мощной волны невелико ($t < \tau_N$, τ_N - время жизни электрона), так что можно ограничиться лишь учетом изменения ν - эффективного числа соударений электрона с тяжелыми частицами (вызванного нагревом электронов плазмы /I/). Пусть на ионосферу падает мощная радиоволна с частотой ω. Для простоты ограничимся случаем нормального падения и продольного распространения. Магнитное поле Земли направлено по оси z. В стационарном случае $(t \gg (\delta\nu)^{-1}$, см. /I/) уравнение энергетического баланса для определения электронной температуры можно переписать следующим образом /I/:

$$\frac{T_e}{T}=1+\frac{|F_\mp|^2}{2E_p^2}\frac{\omega^2}{(\omega\pm\omega_H)^2+\nu^2(T_e,z)},\quad F_\mp=E_x\mp iE_y,\quad E_p=\sqrt{\frac{3Tm\delta\omega^2}{e^2}}\ . \qquad (I)$$

Здесь: ω_H - гиромагнитная частота; E_p - характерное плазменное поле. Ограничимся здесь рассмотрением распространения лишь одной из магнитоионных составляющих - обыкновенной (верхний знак в (I)) или необыкновенной (нижний знак в (I)). Для конкретности здесь и в дальнейшем при различных оценках и вычислениях воспользуемся моделью нижней ионосферы, взятой в /4/.

При рассмотрении продольного распространения лишь одной магнитоионной составляющей можно /3/ воспользоваться, как и в изотропном случае, одним дифференциальным уравнением второго порядка для величины $F_\mp = E_x \pm iE_y$. Далее, ограничимся изучением лишь возмущений, вызываемых в нижней ионосфере мощными волнами сравнительно высоких частот ($\omega \sim \omega_H$), точка отражения которых находится выше рассматриваемой области высот (заметим, что при $\omega \leq \omega_H$ у необыкновенной волны при продольном распространении точка отражения вообще отсутствует и $\varepsilon \gg$ I). В то же время, как будет видно из приводимых ниже результатов расчета, при эффективных мощностях волны, меньших по крайней мере $\sim$ I00 Мвт, основные возмущения ионосферных параметров вызываются этой волной в области высот ниже I00-II0 км. Таким образом, возмущающая волна будет подходить к точке отражения в значительной мере ослабленной, а поэтому при расчете возмущений отраженную волну в первом приближении можно не учитывать. Это предположение плохо выполняется на высоких частотах $\omega \gg \omega_H$,когда волна почти не поглощается в нижней ионосфере. Но при этом возмущения электронной температуры, вызываемые на малых высотах, также невелики. На таких частотах более важными могут быть нелинейные эффекты в F -слое, которые мы здесь не рассматриваем. Наконец, будем считать слабым и воздействие волны, отраженной от искусственных градиентов (см.ниже). Тогда в приближении геометрической оптики для падающей волны можно воспользоваться уравнениями:

$$\frac{d|F_\mp|}{dz}+\frac{\omega}{c}\varkappa_\pm(z,|F_\mp|)|F_\mp|=0,\quad \varkappa_\pm=\sqrt{-\frac{\varepsilon_\pm}{2}+\sqrt{\left(\frac{\varepsilon_\pm}{2}\right)^2+\left(\frac{2\pi\sigma_\pm}{\omega}\right)^2}} \qquad (2)$$

$$\varepsilon_{\pm}=1-\frac{\omega_0^2\,\frac{\omega\pm\omega_H}{\omega}}{(\omega\pm\omega_H)^2+\nu^2(T_e,z)}, \quad \frac{4\pi\sigma_{\pm}}{\omega}=\frac{\omega_0^2\,\frac{\nu(T_e,z)}{\omega}}{(\omega\pm\omega_H)^2+\nu^2(T_e,z)}. \qquad (3)$$

Здесь $\varepsilon_{\pm}$ и $\sigma_{\pm}$ являются соответственно диэлектрической проницаемостью и проводимостью плазмы (верхний знак по-прежнему относится к обыкновенной волне); $\varkappa_{\pm}$ - показатель поглощения. В (3) входит эффективная частота соударений $\nu(T_e, z)$, зависящая, согласно (I), от амплитуды волны. $\omega_0=(4\pi Ne^2/m)^{1/2}$ - плазменная частота, N - электронная концентрация. Как указывалось выше, пока будем считать, что длительность возмущающего импульса невелика, так что изменением электронной плотности в поле волны можно пренебречь.

Уравнения (I-3) численно решались на ЭВМ при принятой модели ионосферы. Фактически подобные расчеты соответствуют учету самовоздействия мощной волны при определении величины поглощения этой волны возмущенным слоем. Следует отметить, что в ряде случаев (см., например, /I,5/) получены аналитические выражения, характеризующие самовоздействие мощной волны. Однако подобные выражения не применимы в наших расчетах: их вывод связан с некоторыми упрощающими предположениями, здесь не выполняющимися. В частности, аналитическое выражение для множителя самовоздействия в изотропной среде (см. /I/) получено при условии однородности частоты соударений. В неоднородной среде его можно было бы применить лишь на высоких частотах ($\omega^2 \gg \nu^2$). В то же время численное решение (I-3) свободно от указанных недостатков и обладает не меньшей степенью общности. Такое решение уравнений (I-3) ранее осуществлялось. В работе /6/ приводятся результаты расчета множителей самовоздействия и возмущений средней энергии электронов при воздействии на ионосферу необыкновенной волной. Расчеты были проведены в предположении $\nu \sim T_e^{1/2}$. Ниже приводятся результаты более подробных расчетов характеристик возмущений, вызываемых мощными волнами в ионосферной плазме при самовоздействии. Они получены: при уточненных моделях зависимостей электронной концентрации и частоты соударений в ионосфере от высоты, для дня и ночи, для обыкновенной и необыкновенной волн, при зависимостях $\nu \sim T_e$ и $\nu \sim T_e^{1/2}$, на различных частотах и эффективных мощностях воздействующего передатчика.

На рис. I,3 приводятся графики T_e/T в зависимости от высоты, полученные при численном расчете самовоздействия мощной волны в ночной ионосфере. Считалось, что $\nu \sim T_e$; таким образом, кривые на этих рисунках одновременно характеризуют изменение эффективного числа соударений в поле мощной волны: $\nu/\nu_0 = T_e/T$. Из этих рисунков в первую очередь видно, что в ряде случаев толщина возмущенного слоя невелика, и образующиеся искусственные градиенты эффективного числа соударений электронов вполне могут превышать их естественные значения.

Рассмотрим характеристики возмущений ионосферных параметров более детально. На рис. I (а,б,в,г,д) видна зависимость высотных профилей возмущений T_e/T от мощности воздействующей волны на различных частотах. Частота волны в единицах ω_H указана на каждом рисунке; сплошные кривые соответствуют распространению обыкновенной волны, пунктирные - необыкновенной. У каждой кривой показано значение E_0^2/E_p^2 на границе ионосферы, зависящее от эффективной мощности падающей волны. Мощность волны $P \sim E_0^2$. Так как $E_p^2 \sim \omega^2$, то, следовательно, при одной и той же мощности с понижением частоты волны отношение E_0^2/E_p^2 возрастает как ω^{-2}. Если это учесть, то можно видеть, что кривые на рис.I на каждой частоте построены для одного и того же набора значений эффективной мощности воздействующей волны. Так, максимальные отношения E_0^2/E_p^2 на каждом рисунке при принятых выше значениях параметров ионосферы соответствуют эффективной мощности $\sim$ IOO Мвт. Из приведенных кривых и результатов расчета (в соответствии с выводами /5/) видно, что в рассматриваемом случае ночной ионосферы - из-за того, что с ростом мощности проникающая способность (E/E_0) как обыкновенной, так и необыкновенной волны достаточно быстро падает (см. рис.2), - толщина возмущенного слоя существенно не возрастает (за исключением явления гирорезонанса при воздействии необыкновенной волной). Это объясняется тем, что в ночной ионосфере при рассматриваемых частотах и мощностях преобладает влияние областей, где $(\omega \pm \omega_H)^2 > \nu^2$. Поэтому (см. (3)) показатель поглощения $\varkappa$ растет с ростом частоты соударений при увеличении мощности волны.

При гирорезонансе на необыкновенной компоненте в области частот $(\omega - \omega_H)^2 < \nu^2$ наблюдается обратная картина. В этом случае вследствие уменьшения показателя поглощения $\varkappa$, с ростом мощности волны толщина возмущенного слоя возрастает, хотя и незначительно. Отметим еще, что толщина возмущенного слоя при воздействии необыкновенной волной всегда меньше, чем при воздействии обыкновенной (обыкновенная компонента затухает слабее), а средняя величина возмущений электронной температуры - больше (это видно также из рассмотрения (I)).

Зависимость высотных профилей возмущений T_e/T от частоты воздействующей волны видна из рис.3 (а,б), где построены кривые T_e/T для одной и той же мощности ($\sim$ 60 Мвт) на разных частотах (частота в единицах ω_H указана на рис. для каждой кривой). При этом у обыкновенной волны (рис.3а) с уменьшением несущей частоты величина возмущений T_e/T в среднем возрастает, а толщина возмущенного слоя - уменьшается; на низких частотах $\omega \ll \omega_H$ зависимость возмущений от частоты проявляется слабо. Подобное поведение возмущений, вызываемых мощной волной в ионосферной плазме, вполне понятно (см. (I-3)). При воздействии необыкновенной волной (рис.3б) при приближении частоты волны к области гирорезонанса можно наблюдать образование максимума в ходе зависимости средней величины возмущений от несущей частоты, и минимума - в зависимости толщины возмущенного слоя от этой частоты. Вдали от области гирорезонанса поведение возмущений, вызываемых в ионосферной плазме мощной необыкновенной волной, при изменении частоты аналогично рассмотренному выше поведению их при воздействии обыкновенной волной: на частотах $\omega < \omega_H$ характеристики возмущений слабо зависят от частоты, а на высоких $\omega > \omega_H$ - величина T_e/T уменьшается с ростом ω при одновременном увеличении толщины возмущенного слоя.

Из всего сказанного выше можно, очевидно, сделать вывод, что толщина возмущаемого слоя в рассматриваемом случае довольно слабо зависит от мощности воздействующей волны. Более существенной с практической точки зрения представляется зависимость толщины этого слоя от частоты волны и ее поляризации (выбора типа магнитоионной составляющей). Так, наиболее "резкие" искусственные неоднородности параметров образуются в ионосфере при воздействии мощной необыкновенной волной на гирочастоте $\omega \simeq \omega_H$.

Однако, даже в этом случае, когда радиоволна быстро затухает на расстоянии $\sim$ 3-6 км (причем эффективное число соударений меняется в таком слое больше, чем на порядок - см.рис.I), толщина возмущенного слоя будет гораздо больше длины волны на гирочастоте. Поэтому, как отмечалось выше, этот возмущенный слой на частоте $\omega \sim \omega_H$ является "толстым", и отраженная волна - слабой. Так, согласно расчетам, аналогичным приведенным в § 2, коэффициент отражения мощной необыкновенной радиоволны на гирочастоте $\leq 10^{-4}$ и слабо зависит от мощности. Этим вполне можно оправдать использование нами уравнения (2), учитывающего лишь одну падающую волну. Сказанное в еще большей степени имеет место тогда, когда нагревание ионосферы осуществляется волной, несущая частота которой далека от гиромагнитной частоты: в этом случае нагретый слой будет более плавным и, следовательно, коэффициент отражения от искусственных градиентов среды, созданных в ионосфере мощной радиоволной, еще меньше. Таким образом, коэффициент отражения от искусственных неоднородностей в ионосфере обычно невелик (речь идет о самой мощной волне; впрочем, в случаях, когда в линейном приближении отражение вообще отсутствует, и такой малый коэффициент отражения может играть иногда существенную роль). В то же время влияние искусственных неоднородностей на другие волны может быть заметным (подробнее см. § 2).

В работе /2/ при исследовании характеристик искусственных градиентов, вызываемых мощной волной в ионосфере, использовалась модель зависимости эффективного числа соударений в виде $\nu \sim T_e^{1/2}$. Как упоминалось выше, при этом же предположении в /6/ осуществлялся расчет самовоздействия необыкновенной волны. Представляет, очевидно, интерес сравнить между собой величины возмущений в ионосфере и самовоздействие мощной радиоволны при различных моделях зависимости эффективной частоты соударений электрона от электронной температуры и при остальных равных условиях. Для примера на рис.4 приводятся кривые, полученные при исследовании воздействия на ночную ионосферу мощной необыкновенной волной на гирочастоте $\omega = \omega_H$ для различных значений E_0^2/E_p^2 на границе слоя (значение E_0^2/E_p^2 указано у кривых). Пунктир соответствует случаю $\nu \sim T_e^{1/2}$, сплошные кривые проведены в предположении, что $\nu \sim T_e$. На рис.4а изображены относительные возмущения эффективной частоты соударений в зависимости от высоты; на рис.4б - величина E^2/E_0^2, характеризующая самовоздействие волны. Из этих рисунков видно некоторое количественное различие соответствующих кривых. Поскольку при $\nu \sim T_e^{1/2}$ увеличение частоты соударений в поле волны происходит менее энергично, чем при $\nu \sim T_e$, то, как и следовало ожидать, при одной и той же мощности передатчика параметры возмущений в ионосфере будут больше во втором случае. Следовательно, эффекты, рассматривавшиеся в /2/, будут наблюдаться в этом случае при меньших мощностях воздействующей волны, чем это указано в работе /2/.

Перейдем теперь к обсуждению результатов аналогичных расчетов, полученных в случае воздействия мощными радиоволнами на дневную ионосферу. На рис.5 изображены высотные профили возмущений электронной температуры для нескольких частот воздействующей волны в зависимости от ее мощности. Частота указана в единицах ω_H на каждом рисунке. У кривых нанесены соответствующие значения E_0^2/E_p^2, определяемые мощностью волны (напомним, что $E_0^2 \sim P$, а $E_p^2 \sim \sim \omega^2$). Максимальное значение эффективной мощности на рис.5 соответствует величине $\sim$ 100 Мвт. Для каждой частоты расчеты выполнены при одном и том же наборе эффективных мощностей волны. Пунктир относится к случаю воздействия необыкновенной составляющей, сплошными кривыми изображены возмущения, вызываемые в дневной ионосфере обыкновенной волной. Как и следовало ожидать, днем нелинейные эффекты в ионосфере заметно слабее. Это связано с тем, что на высотах меньших $\sim$ 70 км нагревание электронного газа в поле радиоволны мало из-за большой величины частоты соударений (см. (1)), а в более высокие слои ионосферы волна приходит уже значительно ослабленной вследствие поглощения на меньших высотах.

Особенностью поведения характеристик возмущений и самовоздействия радиоволн в дневной ионосфере является то обстоятельство, что слой плазмы на высотах $\sim$ 70-75 км для частот $(\omega \pm \omega_H)^2 < \nu^2$ "работает" так же, как при гирорезонансе на необыкновенной волне. Чем мощнее волна, тем ее проникающая способность (E/E_0) сквозь этот слой больше ("просветление" слоя; см.рис.6). При этом распространение обыкновенной и необыкновенной волн не отличается (см. (1-3)) друг от друга (кроме поляризации). Толщина такого своеобразного "гирорезонансного" слоя зависит от частоты, и с ее увеличением - уменьшается (см.рис.6). Однако на больших высотах, где $(\omega \pm \omega_H)^2 \gtrsim \nu^2$, нелинейные эффекты в дневной ионосфере аналогичны рассмотренным выше при воздействии на ночную ионосферу, но наблюдаемым там (из-за поглощения днем в нижних слоях) при меньшей мощности. Так как в указанном выше "гирорезонансном" слое нагревание электронной компоненты слабее, чем на больших высотах (см.рис.5), то влияние последних в результирующем нелинейном эффекте во всей возмущенной ионосфере оказывается сильнее. Поэтому поведение всего возмущенного слоя дневной ионосферы в целом аналогично таковому при воздействии на ночную ионосферу. В частности, ширина всего возмущенного слоя в дневной ионосфере с ростом мощности волны увеличивается лишь при гирорезонансе на необыкновенной волне (впрочем, ширина частотной полосы, в которой осуществляется гирорезонанс в дневной ионосфере, возрастает), причем днем, как и ночью, она вообще слабо зависит от мощности волны. Заметим еще, что толщина возмущенного слоя в дневной ионосфере больше, чем толщина соответствующего ночного слоя. Если еще учесть, что днем и нагревание слабее, то нетрудно сделать вывод: в дневной ионосфере искусственные градиенты параметров среды (электронной температуры, частоты соударений) будут меньше.

2. Выше рассмотрен случай, когда возмущающий передатчик работает в течение не очень большого времени ($t < \tau_N$). При длительном воздействии мощной волны становятся существенными возмущения электронной концентрации. В нижней ионосфере в силу малости коэффициентов переноса все возмущения, вызываемые волной в плазме, можно считать локальными /I/. В частности, изменение электронной концентрации обусловлено зависимостью коэффициента диссоциативной рекомбинации $\alpha(T_e)$ от электронной температуры. Если принять $\alpha(T_e) \sim T_e^{-3/2}$, то в стационарном состоянии для возмущений электронной концентрации можно воспользоваться выражением $N = N_0 (T_e/T)^{3/4}$ /I/. Следует заметить, что вследствие слабой изученности аэрономии области высот $< \sim$ 80-90 км характер протекающих там рекомбинационных процессов в настоящее время не представляется достаточно ясным. Если, например, воспользоваться для этих высот (как сделано в /7/) моделью диссоциативной рекомбинации, то из-за заметного уменьшения коэффициента рекомбинации $\alpha(T_e) \sim T_e^{-3/2}$ при нагревании волной (и, следовательно, возрастания времени жизни электрона $\tau_N \sim (\alpha N)^{-1}$) здесь могут стать существенными и различные процессы переноса: турбулентность, ветер, амбиполярная и термодиффузия. Более реальными в области Д, видимо, будут иные процессы рекомбинации, протекающие быстрее диссоциативной рекомбинации (это следует хотя бы из того, что на более низких высотах соударения частиц возрастают и, вообще говоря, рекомбинация должна происходить быстрее).

В связи со сказанным рассмотрим воздействие мощной волной лишь на ночную ионосферу в области высот > 80 км, где для оценки величины возмущений электронной концентрации в поле волны воспользуемся приведенным выше соотношением $N \sim T_e^{3/4}$. Постараемся выяснить, насколько существенно сказывается такая (или подобная) зависимость $N(T_e)$ на параметрах возмущений, вызываемых волной в ионосфере.

С учетом зависимости электронной концентрации от амплитуды волны были осуществлены расчеты, аналогичные проведенным ранее. Уравнения (I-3) численно интегрировались, причем дополнительно предполагалось, что $\omega_0^2 \sim T_e^{3/4}$. Поведение возмущений ионосферных параметров при изменении мощности и частоты воздействующей волны видно из рис.7 и 9. На рис.7 (а,б,в,г,д) приведены кривые T_e/T для нескольких частот (частоты указаны в единицах ω_H на каждом рисунке) в зависимости от эффективной мощности волны. Здесь, как и ранее, расчеты для всех частот проведены при одних и тех же значениях мощности волны, максимальная мощность ~ IOO Мвт (напоминаем, что $P \sim E_0^2$ и $E_p^2 \sim \omega^2$). Следует также отметить, что относительные возмущения эффективной частоты соударений в рассматриваемом случае аналогичны приводимым здесь на рисунках возмущениям электронной температуры: $\nu/\nu_0 = T_e/T$. Этими же кривыми характеризуются и возмущения электронной плотности в поле волны: как предполагалось выше, $N = N_0(T_e/T)^{3/4}$ (относительные возмущения плотности электронов меньше, чем относительные возмущения эффективного числа соударений). На рис.7 пунктирные кривые изображают возмущения параметров ионосферы при воздействии необыкновенной волной, сплошные – обыкновенной. Значения E_0^2/E_p^2 указаны для каждой кривой. Сравним кривые рис.7 с соответствующими кривыми рис.I (на котором приведены высотные профили возмущений для аналогичных случаев, но полученных при $N=const$). Разумеется, на границе ионосферы значения электронной температуры в обоих случаях совпадают. Однако, в глубине плазмы изменение электронной плотности в поле волны существенно сказывается как на ее самовоздействии, так и на величине возмущений, вызываемых ею в ионосферном слое. Увеличение электронной концентрации всегда приводит (см. (2-3)) к дополнительному возрастанию показателя поглощения волны $\varkappa$ и, следовательно, к дополнительному уменьшению (см.рис.8) проникающей способности (E/E_0) волны в сравнении со случаями, изображенными на рис.I. Этим также объясняются заметно меньшие средние значения (при $N \sim T_e^{3/4}$) возмущений электронной температуры при одной и той же частоте и мощности воздействующей волны. Проникающая способность волны (E/E_0) в рассматриваемом случае с ростом мощности волны уменьшается (за исключением явления гирорезонанса при воздействии необыкновенной компонентой).

При $\omega = \omega_H$ вследствие возрастания электронной плотности распространение необыкновенной волны слабо зависит от мощности (см.рис.8в, пунктир). Это видно из (2-3): показатель поглощения $\varkappa$ зависит от отношения $\frac{\omega_\delta^2(T_e)}{\nu(T_e)}$, которое при используемых нами зависимостях от электронной температуры слабо убывает с ростом мощности волны. Поэтому толщина возмущаемого слоя растет очень медленно (рис.7в, пунктир). Таким образом, увеличение электронной плотности в этом случае как бы "скрадывает" увеличение частоты соударений, и необыкновенная волна поглощается сильнее (в сравнении с $N = N_0$; этот эффект отмечался в /I/). Этим обусловлено, как указывалось, и меньшее значение средней величины возмущений электронной температуры в слое.

Зависимость возмущений ионосферных параметров от частоты волны при постоянной мощности видна из рис.9. Здесь приведены результаты расчетов при Р $\sim$ 60 Мвт в зависимости от частоты (частота указана на рисунке в единицах ω_H). Кривые рис.9а соответствуют воздействию обыкновенной волной, рис.9б - необыкновенной. Из этих рисунков ясно, что зависимость характеристик возмущений от частоты воздействующей волны аналогична обсуждавшейся в первом пункте в соответствующих случаях. Изменения электронной плотности в поле волны приводят к уменьшению толщины возмущаемого слоя и к заметно меньшей средней величине отношения T_e/T. Однако и здесь уменьшение частоты при воздействии обыкновенной волной приводит к возрастанию средней величины возмущений температуры, частоты соударений (и электронной плотности), но к уменьшению толщины возмущаемого слоя. При изменении частоты возмущающей необыкновенной волны здесь также наблюдаются отмечавшиеся ранее экстремумы в ходе зависимости характеристик ионосферных параметров от несущей частоты.

§ 2. О влиянии искусственных градиентов в ионосфере на распространение длинных радиоволн

Рассмотрим влияние искусственных градиентов, вызванных мощной волной в ионосфере (см. § I), на другие распространяющиеся радиоволны. Как было показано выше, характерные размеры таких искусственных возмущений с резким изменением эффективной частоты соударений или электронной концентрации были порядка нескольких км ($\leqslant$ I0 км). Очевидно, что влияние этих областей будет особенно заметно сказываться в диапазоне низких частот, когда размеры возмущенных областей меньше или порядка длины "слабой" волны λ. Для изучения этого эффекта был рассчитан коэффициент отражения R длинных радиоволн ($\lambda \geqslant$ I0 км) от возмущенной ионосферы в различных случаях в диапазоне частот $2 \cdot 10^4$ сек$^{-1} \leqslant \omega \leqslant$ $\leqslant 5 \cdot 10^5$ сек$^{-1}$. Расчет проводился на основе численного решения на ЭВМ дифференциального уравнения для коэффициента отражения от произвольной слоистой среды /8/:

$$\frac{dR}{dz} = 2i\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon'}R + \frac{d(\sqrt{\varepsilon'})}{dz}\frac{1-R^2}{2\sqrt{\varepsilon'}}, \qquad \varepsilon' = 1 - \frac{\omega_0^2}{(\omega \pm \omega_H - i\nu)\omega} \tag{4}$$

Здесь ε' - комплексная диэлектрическая проницаемость (с учетом возмущений, вызванных мощной волной в ионосфере). Рассмотрено отражение как обыкновенной, так и необыкновенной компонент в дневное и ночное время. Для простоты мы ограничились случаем нормального падения на слой (в этом предположении и приводится (4)). Уравнение (4) численно интегрировалось в направлении из глубины ионосферы вниз при начальном условии $R=0$ на высоте, выше которой уже можно применить приближение геометрической оптики, и отражение слабо. Данная высота подбиралась из условия малости изменения коэффициента отражения от ионосферы при изменении интервала интегрирования. Для принятой модели ионосферы в рассматриваемом диапазоне частот изменение начальной высоты в пределах от $\sim$ II0 км и выше дает изменение в коэффициенте отражения лишь в третьем знаке после запятой. В соответствии с этим с хорошей точностью ($\sim$ 3-5%) начальная высота интегрирования принималась равной $\sim$ II0 км. Таким образом, граничное условие для (4) записывалось в виде:

$$z = z_0 \qquad R = 0 . \tag{5}$$

Перейдем к обсуждению результатов расчета. Прежде всего отметим, что, как видно из рис.5 и указывалось в первом параграфе, днем искусственные возмущения менее выражены, поэтому существенного влияния их на величину коэффициента отражения "слабых" волн низкой частоты от дневной ионосферы не обнаружено. В связи с этим ниже остановимся лишь на случае отражения длинных радиоволн от ночной ионосферы.

При исследовании параметров возмущений плазмы в поле мощных радиоволн было показано (см. § I), что наиболее резкие искусственные градиенты эффективной частоты соударений и электронной концентрации возникают в нижней ионосфере при воздействии на нее мощной необыкновенной волной на частоте, близкой к гиромагнитной (при гирорезонансе). Рассмотрим этот наиболее благоприятный вариант, считая сначала, что существенны лишь возмущения эффективной частоты соударений. Примерный вид таких возмущений приводился на рис.4а. В диапазоне частот $2\cdot 10^4$ сек$^{-1} \leq \omega \leq 5\cdot 10^5$сек$^{-1}$ с помощью решения на ЭВМ задачи (4-5) был рассчитан коэффициент отражения "слабых" радиоволн от возмущенной и невозмущенной ионосферы (при нормальном падении и в квазипродольном приблиближении). Результаты расчета модуля коэффициента отражения (ниже обозначаемого через R) в зависимости от мощности воздействующей "гироволны" можно видеть на рис.10 (а - в случае отражения от ионосферы "слабой" обыкновенной волны, б - необыкновенной). Цифры у кривых указывают величину отношения E_0^2/E_p^2 (на границе ионосферы), пропорционального мощности воздействующей волны; напомним, что максимальное отношение E_0^2/E_p^2 соответствует эффективной мощности $\sim$ 100 Мвт.

Для сравнения на рис.10 приведены также аналогичные кривые (пунктиром), характеризующие отражение от ионосферы в случае,когда возмущения в поле сильной волны рассчитывались в предположении $\nu \sim T_e^{1/2}$. Как видно из рис.10, предположение о том или ином характере зависимости частоты соударений от электронной температуры в поле воздействующей волны для обсуждаемого эффекта важно лишь с количественной точки зрения (а именно, при $\nu \sim T_e$ необходима меньшая мощность воздействующей волны для достижения той же величины эффекта, чем при $\nu \sim T_e^{1/2}$).

Обращает на себя внимание тот факт, что, как видно из рис. 10а, с ростом мощности возмущающей волны коэффициент отражения "слабой" необыкновенной волны от ионосферы увеличивается, а обыкновенной - уменьшается. При этом как сам коэффициент отражения необыкновенной волны, так и его изменение при отражении от возмущенной ионосферы существенны лишь в сравнительно низком диапазоне частот: $\omega <$ $120\cdot 10^3$ сек$^{-1}$ ($\lambda >$ 15 км). Это обстоятельство связано с различным характером отражения "слабых" обыкновен - ной и необыкновенной волн низких частот от ионосферы.

Действительно, в диапазоне частот $\omega \ll \omega_H$ справедливы выражения:

$$\varepsilon \simeq 1 \mp \frac{\omega_0^2 \omega_H}{\omega(\omega_H^2+\nu)}, \quad \sigma \simeq \frac{\omega_0^2}{4\pi}\frac{\nu}{\omega_H^2+\nu^2}, \quad n \simeq \sqrt{\varepsilon}, \quad \varkappa \simeq \frac{2\pi\sigma}{\omega\sqrt{\varepsilon}}. \tag{6}$$

Верхний знак здесь относится к обыкновенной волне, нижний - к необыкновенной. Из (6) видно, что обыкновенная волна в рассматриваемом случае имеет точку отражения $\varepsilon = 0$ и поэтому заметно отражается от ионосферы в широком диапазоне частот.

Для необыкновенной волны всегда $\varepsilon \geqslant 1$ и, таким образом, ее отражение полностью обусловлено только неоднородностью среды. Поэтому заметное отражение этой волны возможно лишь на достаточно низких частотах, когда длина волны λ больше характерного размера неоднородности среды ($\lambda >$ 15 км). На более высоких частотах необыкновенная волна проходит сквозь ионосферный слой (который становится "толстым" при таких длинах волн), испытывая лишь слабое отражение; напомним, что считается $\omega \ll \omega_H$. Как следует из результатов расчета, необыкновенная волна в рассматриваемом случае отражается в основном слоем плазмы толщиной $\leqslant$ 20 км (в более высоких слоях ионосферы показатель преломления n необыкновенной волны (6) сильно возрастает, соответственно длина волны λ уменьшается, и неоднородность среды становится несущественной). При воздействии мощной "гироволной" на нижнюю ионосферу в области $\sim$ 93-98 км (то есть на расстоянии $\sim$ 13-18 км от границы ионосферы, см. рис.4а) образуются резкие отрицательные градиенты эффективной частоты соударений, которые существенно повышают степень неоднородности плазменного слоя на этих высотах. Важно также и то обстоятельство, что в области сильного разогрева электронов вследствие возрастания частоты соударений уменьшается и сам показатель преломления необыкновенной волны, так что $\lambda = \lambda_0/n$ возрастает, и влияние неоднородности среды становится более существенным (см. (6)). Указанные факторы и являются причиной заметного увеличения коэффициента отражения "слабой" необыкновенной волны на низких частотах (рис.10б) с ростом мощности воздействующего на ионосферу передатчика. Нужно подчеркнуть, что возрастание поглощения "слабой" волны в возмущенной области приводит к ослаблению указанного эффекта.

Вернемся теперь к случаю отражения от ионосферы "слабой" обыкновенной волны. Как указывалось, такая волна имеет точку отражения ($\varepsilon = 0$). Коэффициент отражения от невозмущенной ионосферы (рис.10а) падает с возрастанием частоты волны. Для необыкновенной волны такое падение коэффициента отражения с ростом частоты было связано в основном с уменьшением "резкости" слоя (и "просачиванием" волны через ионосферу). Обыкновенная волна испытывает полное отражение от ионосферы и все отличие модуля ее коэффициента отражения от единицы связано только с диссипацией энергии этой волны в отражающем слое. Последняя пропорциональна интегралу

$$\int_0^\infty \sigma(z)|E|^2(z)\,dz$$

где $E(z)$ - электрическое поле "слабой" волны. Существенной областью интегрирования (а, следовательно, диссипации) здесь является лишь область, лежащая ниже точки отражения. У обыкновенной волны при изменении частоты с $\omega = 2\cdot10^4$ сек$^{-1}$ до $\omega = 5\cdot10^5$ сек$^{-1}$ точка отражения смещается по высоте с ~ 90 км до ~ 100 км. Из (6) видно, что проводимость плазмы в диапазоне $\omega \ll \omega_H$ от частоты не зависит. Следовательно, уменьшение коэффициента отражения "слабой" обыкновенной волны с ростом ее частоты (которое обусловлено лишь возрастанием энергии этой волны, диссипируемой в отражающем слое) связано только с увеличением высоты точки отражения. При воздействии на ионосферу мощной волной проводимость плазмы (6) существенно возрастает. Это приводит к более сильному росту с частотой количества диссипируемой в отражающем слое энергии "слабой" волны (связанному с возрастанием высоты точки отражения) по сравнению со случаем, когда возмущения отсутствуют. Поэтому в возмущенной ионосфере коэффициент отражения "слабой" обыкновенной волны "круче" падает с ростом ее частоты. Подобное поведение коэффициента отражения обыкновенной волны в зависимости от частоты в возмущенной ионосфере наблюдается лишь на низких частотах исследуемого диапазона. Из рис.10а видно, что в частотной зависимости $R(\omega)$ появляется максимум (и, следовательно, участок, когда $R(\omega)$ возрастает при увеличении ω), особенно заметный при больших мощностях воздействующей волны. Рассмотрим причины этого явления более подробно.

Как мы ранее видели, для "слабой" необыкновенной волны влияние неоднородности ионосферы на отражение сказывалось лишь на низких частотах $\omega < 120 \cdot 10^3$ сек$^{-1}$. Из результатов расчета следует, что обыкновенная волна на этих частотах отражается на высотах < 95 км. В то же время создаваемые мощной волной искусственные градиенты образуются в области > 95 км, и, следовательно, на отражение в этом диапазоне не влияют. Поэтому на указанных низких частотах при отражении обыкновенной волны большее значение имеет рассмотренное выше увеличение проводимости (отметим, однако, что и показатель преломления (6) в этом случае при наличии возмущений увеличивается, λ - уменьшается, и среда становится "плавнее" по сравнению с невозмущенной), приводящее к более резкому "спаду" $R(\omega)$ с частотой.

На более высоких частотах ($\lambda \leqslant 10$-15 км) неоднородность ионосферы является уже не столь существенной (см., например, рис. 10б). Поведение коэффициента отражения "слабой" обыкновенной волны в зависимости от частоты в этом случае можно качественно объяснить эффектами, связанными с характером диссипации энергии этой волны в отражающем слое. Рассмотрим для этого рис.11, на котором приводятся: примерный высотный ход проводимости $\sigma(z)$ (6) в невозмущенной (пунктиром) и возмущенной ионосфере (сплошной линией), и распределение по высоте амплитуды электрического поля $|E|$ "слабой" обыкновенной волны для нескольких частот (при наличии в ионосфере возмущений, созданных "гиропередатчиком" максимальной мощности - $E_0^2/E_p^2 = 30$). Распределение по высоте амплитуды $|E|$ электрического поля "слабой" обыкновенной волны находилось при одновременном интегрировании на ЭВМ системы уравнений (4-5) совместно с уравнением для $|E|$:

$$\frac{d|E|}{dz} = \frac{\omega}{c} \, Jm\left[\sqrt{\varepsilon'(z_0)}\,\frac{U(z)}{v(z)}\right]|E| \, , \quad R(z) = \frac{\sqrt{\varepsilon'}\,v(z) - \sqrt{\varepsilon'(z_0)}\,U(z)}{\sqrt{\varepsilon'}\,v(z) + \sqrt{\varepsilon'(z_0)}\,U(z)}$$

Последнее уравнение нетрудно получить, воспользовавшись способом, примененным в /8/ при выводе уравнения (4).

Из рис.10а видно, что в диапазоне $280 \cdot 10^3$ сек$^{-1} < \omega < 430 \cdot 10^3$ сек$^{-1}$ в соответствующем случае (кривая - 30) коэффициент отражения "слабой" обыкновенной волны возрастает: $\frac{dR}{d\omega} > 0$. Рассматривая кривые рис.11 нетрудно убедиться, что с возрастанием частоты в указанном диапазоне при увеличении высоты точки отражения область первого минимума стоячей волны проходит область максимума проводимости. Поскольку в возмущенной ионосфере проводимость σ на высотах $\sim$ 96-98 км довольно резко спадает (искусственные градиенты), то "выход" первого максимума стоячей волны из возмущенной области при увеличении частоты может приводить даже к уменьшению энергии "слабой" волны, диссипируемой в отражающем слое и, следовательно, к возрастанию ее коэффициента отражения $\left(\frac{dR}{d\omega}>0\right)$.

Это продолжается до тех пор, пока с увеличением частоты в область максимума проводимости не "вступает" второй максимум стоячей волны. При его продвижении с ростом частоты вверх, диссипация в слое вновь увеличивается и коэффициент отражения "слабой" обыкновенной волны начинает уменьшаться. Подчеркнем, что существенным обстоятельством в этом эффекте является наличие искусственного "спада" проводимости ($\sim$ 96-98 км), резкого в сравнении с λ. Именно поэтому в ходе частотной зависимости $R(\omega)$ не образуется несколько максимумов, которые, казалось, должны были бы возникать при прохождении последующих максимумов стоячей волны через область "спада" проводимости. Дело в том, что при дальнейшем увеличении частоты λ быстро уменьшается, и рассматриваемый возмущенный слой проводимости становится "плавным", а диссипация энергии в стоячей волне определяется усредненными (по длине волны) характеристиками. Такова качественно природа образования максимумов в ходе $R(\omega)$, которые видно на рис.10а. Поскольку с увеличением мощности воздействующей "гироволны" искусственные градиенты частоты соударений и проводимости плазмы становятся "резче" и смещаются вглубь плазмы, то соответствующие максимумы в частотной зависимости коэффициента отражения "слабой" обыкновенной волны от возмущенной ионосферы становятся более заметными и смещаются вверх по оси частот.

Выше мы рассмотрели случай, когда ионосфера возмущалась мощной "гироволной". Представляет, очевидно, интерес исследовать, насколько будут меняться возмущения коэффициента отражения "слабых" радиоволн, если "нагревание" ионосферы осуществляется мощной необыкновенной волной на других частотах или мощной обыкновенной волной. На рис.12 приводятся результаты расчета коэффициента отражения длинных радиоволн (рис.12а - обыкновенной волны, рис.12б - необыкновенной) от возмущенной ионосферы в случае, когда воздействие осуществлялось необыкновенной волной на различных частотах (мощность этой волны всегда считалась одинаковой и соответствовала ~ 100 кВт, цифры у кривых указывают ее частоту в единицах ω_H). Аналогичные графики, полученные для случая воздействия на ионосферу мощной обыкновенной волной приводятся на рис.13 а,б.

При приближении частоты возмущающей необыкновенной волны к гиромагнитной (рис.12) наблюдается резонансное усиление изменений коэффициента отражения "слабых" радиоволн (по отношению к отражению от невозмущенной ионосферы; кривой 1 на рис.12 и 13 помечены кривые R в этом случае). В частности, в зависимости коэффициента отражения "слабой" обыкновенной волны от частоты при гирорезонансе появляется обсуждавшийся уже максимум на высших частотах исследуемого диапазона. Такое поведение кривых вполне согласуется с физической картиной данного явления, описанного выше и, очевидно, связано с тем обстоятельством, что при гирорезонансе, как уже указывалось, искусственные градиенты в ионосфере наиболее велики (см. рис.3б).

При воздействии обыкновенной волной наиболее резкие градиенты в ионосфере возникают при низкой частоте воздействующей волны (см.рис.3а). Но даже в этом случае искусственные градиенты более "плавные", чем при воздействии необыкновенной волной той же мощности, но при гирорезонансе. В соответствии с этим на рис.13 видно, что наибольшие изменения коэффициентов отражения длинных радиоволн возникают при воздействии на ионосферу мощной обыкновенной волной низкой частоты. Однако, как это можно было ожидать, образование максимумов в ходе зависимости $R(\omega)$ на рис.13а не наблюдается.

На рис.14 (аналогичном рис.10) приводится коэффициент отражения длинных радиоволн от ионосферы в случае длительного воздействия на нее мощной "гироволной", когда были существенны и возмущения электронной концентрации (см. рис.7в). На рис.14а, где приводится коэффициент отражения "слабой" обыкновенной волны от возмущенной ионосферы, можно видеть такое же поведение кривых, как и на рис.10а. Все отличие в поведении кривых на этих рисунках связано с тем, что искусственные градиенты в ионосфере при возмущении электронной концентрации образуются на меньших высотах (~ 88-95 км), а проводимость плазмы увеличивается существенно больше, чем в соответствующих случаях, когда возмущения N отсутствовали. С этими обстоятельствами, в частности, связаны и более резкий "спад" коэффициента отражения "слабой" обыкновенной волны с увеличением ω, и образование максимумов в ходе $R(\omega)$ на низких частотах, что легко можно видеть на рис.14а.

Большее возрастание поглощения "слабой" необыкновенной волны в нижней ионосфере при наличии там возмущений электронной концентрации, а также рост в этом случае показателя преломления (6) (в силу чего среда становится более "плавной"), приводит к тому, что влияние искусственных градиентов проявляется лишь при больших мощностях воздействующей "гироволны". На рис.14б, где приводятся кривые $R(\omega)$ "слабой" необыкновенной волны, это подтверждается тем, что при небольших мощностях воздействующего "гиропередатчика" коэффициент отражения необыкновенной компоненты от возмущенной ионосферы сначала уменьшается, и лишь когда параметры искусственных градиентов в области $\sim$ 88-95 км заметно возрастают, вновь начинает увеличиваться с ростом мощности воздействующей волны.

Таким образом, можно утверждать, что изменения величины коэффициента отражения длинных волн (рис.10, 12-14) являются вполне заметными (напомним, что здесь под коэффициентом отражения понимается амплитудный коэффициент отражения, так что для коэффициента отражения по мощности эти изменения увеличиваются). Хочется подчеркнуть, что рассмотренные эффекты не являются трудно осуществимыми и могут иметь в ряде случаев определенный практический интерес.

§ 3. Поглощение радиоволн в нижней ионосфере, возмущенной мощным радиопередатчиком

Выше рассмотрено влияние резких неоднородностей, образующихся под действием мощных радиоволн в нижней ионосфере, на коэффициент отражения от нее в диапазоне низких частот. Как оказалось, в отдельных случаях на этих частотах возможно некоторое "просветление" ионосферного слоя, приводящее к увеличению амплитуды отраженных волн. Рассмотрим теперь влияние образующихся возмущений на распространение более коротких волн. Уже отмечалось, что возмущенные слои на таких частотах являются "толстыми": свойства среды мало меняются на расстояниях порядка длины волны. Тогда при оценке величины амплитуды волны, распространяющейся в возмущенной ионосфере, можно воспользоваться приближением геометрической оптики. Остановимся подробнее на случае, когда плоская "слабая" волна с частотой $f \gtrsim$ I Мгц падает нормально на возмущенный мощной волной (см. § I) слой ионосферы. Заметим, что при таком предположении вопросы, связанные с исследованием явлений фокусировки или дефокусировки пучков радиоволн, остаются за рамками настоящего рассмотрения; для их изучения нужно учитывать характериотики неоднородностей возмущений в ионосфере в поперечном к пучку направлении /I/). Для оценки амплитуды отраженной от этого слоя "слабой" волны можно воспользоваться выражением /3/:

$$\frac{E_{отр}}{E_{пад}} = exp\left[-2\frac{\omega}{c}\int\limits_{0}^{z(\varepsilon=0)} \varkappa(\omega,z)dz\right]. \qquad (7)$$

Формула (7) учитывает влияние интегрального поглощения в ионосфере на величину амплитуды отраженной волны. Интеграл в (7) берется до точки отражения рассматриваемой волны $\varepsilon=0$. Для показателя поглощения можно воспользоваться выражениями (2-3), подставляя в них значения возмущенных параметров ионосферы.

Обсудим влияние возмущений, вызываемых мощной волной в ионосфере, на величину поглощения в ней других "слабых" волн. Поглощение волн в ионосфере L, выраженное в децибелах, может быть вычислено по формуле:

$$L = 10\lg\frac{E^2_{пад}}{E^2_{отр}} = 20\lg e\,\frac{2\omega}{c}\int\varkappa\,dz \simeq 8{,}68\,\frac{2\omega}{c}\int\varkappa\,dz. \qquad (8)$$

Здесь: $E^2_{пад}$ пропорционально мощности падающей волны, $E^2_{отр}$ - отраженной.

Ниже для сравнения приводятся вычисленные по формуле (8) величины интегрального поглощения "слабой" волны (обыкновенной) в возмущенной и невозмущенной ионосфере в диапазоне частот f = I÷IO Мгц. Заметим, что в этом диапазоне частот в нижней ионосфере,как следует из результатов расчета, отражаются лишь волны с $f <$ 3 Мгц и только в дневное время (напомним, что рассматривается нормальное падение на слой). Так, точка отражения волны частоты I Мгц находится на высоте $\sim$ 95 км, частота 2 Мгц отражается на высоте $\sim$ IOO км. Частоты $\gtrsim$ 3 Мгц отражаются в области выше $\sim$ I30 км. Ночью точка отражения волн в диапазоне $f \gtrsim$ I Мгц вообще находится выше $\sim$ I30 км. Поэтому при вычислении интеграла в (8) лишь для частот f = I и 2 Мгц интегрирование осуществлялось до точки отражения этих волн (в дневное время). В остальных случаях в качестве верхнего предела интегрирования в (8) была взята высота 130 км (так как поглощение в более высоких слоях оказалось малым). Как видно из (8), учитывался путь волны до точки отражения и обратно. Принимая во внимание эти обстоятельства, рассмотрим полученные результаты расчетов величины L более детально.

Зависимость величины поглощения (8) "слабых" радиоволн в ионосфере от частоты и мощности воздействующего передатчика видна из приводимых таблиц. Таблица I характеризует изменение поглощения радиоволн частоты f (в Мгц) в ночной ионосфере при воздействии на нее мощным радиопередатчиком (Р $\sim$ 100 Мвт) с несущей частотой ω_2 в случае, когда существенны лишь возмущения частоты соударений электронов (§ I, п.I). В последнем столбце для сравнения приводятся данные о поглощении радиоволн в невозмущенной ионосфере (ночной). Точность, с которой вычислены значения поглощения, $\sim$ 1%. Как видно из таблицы I, при воздействии на ионосферу обыкновенной волной наиболее велико изменение поглощения "слабых" радиоволн в случае, когда частота возмущающей волны $\omega_2 = 0.5\omega_H$. При меньших частотах воздействующей волны толщина возмущенного слоя ионосферы меньше, а при больших - уменьшается само нагревание ионосферы. Этим и объясняется образование при $\omega_2 = 0.5\omega_H$ максимума в ходе зависимости поглощения от частоты воздействующей волны.

При возмущении ионосферы необыкновенной волной в рассматриваемом случае (см.табл.I) кроме аналогичного максимума (при $\omega_2 = 2\omega_H$) появляется также минимум в зависимости величины поглощения от частоты ω_2 при $\omega_2 = \omega_H$ (при гирорезонансе воздействующей волны). Его появление связано с тем обстоятельством, что возмущенный слой на "гирочастоте" ($\omega_2 = \omega_H$) является наиболее тонким (§ I). Это обстоятельство оказывается даже более существенным, чем увеличение электронной температуры в поле необыкновенной волны при приближении ее частоты к гиромагнитной (см.рис.3). Однако "противодействие" указанных факторов приводит к тому, что минимум в ходе зависимости величины поглощения в ионосфере от частоты воздействующей необыкновенной волны не резкий.

Аналогичная картина влияния возмущений, вызванных мощной волной, на величину поглощения других "слабых" волн наблюдается и при длительном воздействии ею на ионосферу, когда нужно учитывать изменение электронной концентрации (см.табл.2). Возмущения электронной концентрации приводят к существенно большему увеличению поглощения "слабых" радиоволн в возмущенной зоне по сравнению с разобранным выше случаем краткого действия мощной волны (когда возмущается лишь частота соударений электронов). Поскольку (§ I, п.2) толщина возмущенного слоя при учете изменения $N(T_e)$ в одних и тех же случаях меньше (чем при $N = N_0$), то соответствующие максимумы в ходе величины поглощения обнаруживаются на больших частотах воздействующей волны: на частоте $\omega_2 = 3\omega_H$ при воздействии необыкновенной волной и если $\omega_2 = \omega_H$ - при воздействии обыкновенной. Следует заметить, что (как видно из табл. 2) изменение поглощения "слабых" радиоволн в ночной ионосфере при длительном воздействии на нее мощной волной, особенно при соответствующем выборе несущей частоты этой волны, может представлять заметный интерес для практических целей.

В таблице 3 приводятся значения величины поглощения "слабых" радиоволн (в диапазоне I-IO Мгц) в дневной ионосфере, возмущаемой мощной волной. Учитываются лишь возмущения частоты соударений электронов (рис.5). Как видно, здесь тот же характер зависимости величины поглощения в возмущенной ионосфере от частоты воздействующей волны. Однако в дневной ионосфере максимальное поглощение "слабых" волн наблюдается при воздействии необыкновенной волной уже на частоте $\omega_2 = 5\omega_H$ и обыкновенной волной - на частоте $\omega_2 = 3\omega_H$. Это вызвано тем, что нижняя часть дневной ионосферы (до высот $\sim$ 70-75 км) при воздействии на нее мощной волной играет роль "просветляющего" слоя (частота соударений велика: $\nu^2 > (\omega_2 \pm \omega_H)^2$). Поэтому заметное увеличение поглощения слабой волны в дневной ионосфере будет наблюдаться лишь при достаточно большой толщине "прогреваемого" слоя, то есть на больших частотах воздействующей волны (когда будет меняться эффективная частота соударений в области выше $\sim$ 70-75 км). Как видно из таблицы 3, воздействие мощной волной на дневную ионосферу может приводить к некоторому повышению нижней границы диапазона частот, применяемых для связи, на которых "слабые" волны испытывают малое поглощение.

Таблицы 4 и 5 характеризуют примерное поведение величины поглощения "слабых" радиоволн в ионосфере при изменении мощности воздействующей волны (точнее, в этих таблицах приводятся значения

L в зависимости от величины E_0^2/E_p^2, пропорциональной мощности волны и обратно пропорциональной ω_2^2). Максимальная мощность во всех случаях $\sim$ 100 Мвт; а отношения E_0^2/E_p^2 выбраны так, что для всех частот воздействующей волны значения поглощения приведены для одного и того же набора мощностей.

Рассматривая таблицу 4, нетрудно заметить, что величины поглощения "слабых" волн в ионосфере при воздействии на нее необыкновенной волной частоты $\omega_2 = 5\omega_H$ и обыкновенной - частоты $\omega_2 = 3\omega_H$ полностью совпадают. Этот факт является отражением более общего положения, заключающегося в том, что при продольном распространении мощной волны (при выполнении условий $\omega_2 > \omega_H$ и $|\varepsilon| \gg \frac{4\pi\sigma}{\omega}$) самовоздействие и характеристики возмущений, вызываемых в ионосфере обыкновенной волной частоты ω_2 и необыкновенной - частоты $\omega_2 + 2\omega_H$, при одинаковой их мощности совпадают. Дело в том, что в обоих этих случаях поглощение волн (см. 2-3) одинаково (с точностью $\sim \left(\frac{\varepsilon_+ (\omega_2)}{\varepsilon_- (\omega_2 + 2\omega_H)}\right)^{1/2} \sim 1$); $\frac{\omega_2}{c} \varkappa_+ (\omega_2) = \frac{\omega_2 + 2\omega_H}{c} \varkappa_- (\omega_2 + 2\omega_H)$; кроме того, одинаково и нагревание электронов плазмы в поле волны (см.I). Поэтому в рассматриваемом приближении мощные обыкновенная волна частоты ω_2 и необыкновенная - частоты $\omega_2 + 2\omega_H$ распространяются одинаково (при $\omega_2 > \omega_H$). Одни и те же характеристики возмущений, вызываемых этими волнами в ионосфере, естественно, проявляются в совпадающих значениях величины поглощения "слабых" волн, распространяющихся в возмущенной зоне. Обсуждаемое явление обнаруживается при рассмотрении как таблицы 4, так и всех приведенных выше (см. табл. I,2,3).

Заметим, что рассчитанные выше величины изменения поглощения "слабых" радиоволн в ионосфере при возмущении ее мощной волной в соответствующих случаях по порядку близки к полученным в эксперименте /9/, где исследовалось влияние мощного возмущающего радиоимпульса на поглощение других "слабых" волн (когда существенными были лишь возмущения частоты соударений). Так, например, в /9/ отмечается, что при мощности воздействующей волны, при которой в дневной ионосфере создавалось поле $E_0 \sim 10E_p$, наблюдался эффект "подавления" слабой волны частоты $f \sim 0,3$ Мгц на величину $\sim$ 20-25 дб (ср. с табл.3). Это является хорошим подтверждением справедливости теории нелинейных тепловых явлений в нижней ионосфере. В заключение хотелось бы также подчеркнуть, что возможность практического обнаружения изменения поглощения "слабых" радиоволн в зоне, возмущаемой мощным передатчиком, свидетельствует в пользу более эффективного применения метода диагностики ионосферной плазмы, основанного на измерении частотной зависимости поглощения "слабых" волн в ионосфере. Исследуя в эксперименте эту зависимость для возмущенной и невозмущенной мощным радиопередатчиком ионосферы и привлекая теорию самовоздействия мощной волны, можно было бы попытаться на основании решения обратной задачи одновременно определять высотные профили $N(h)$ и $\nu(h)$. Путь решения подобной обратной задачи, видимо, является в настоящее время математически более разработанным (по сравнению, например, с таковым при решении обратной задачи в методе импульсной кроссмодуляции).

Заключение

Основные результаты, полученные в данной работе, сводятся к следующему:

1. Рассмотрено влияние искусственных градиентов эффективной частоты соударений и электронной концентрации, возникающих в поле мощного передатчика в нижней ионосфере, на отражение от нее "слабых" радиоволн низкой частоты ($\omega \sim 10^4$-10^6 сек$^{-1}$):

а) более подробно изучены возмущения параметров плазмы, обусловленные "самовоздействием" сильной волны в нижней ионосфере в зависимости от ее частоты ($\omega \sim \omega_H$) и эффективной мощности ($\leqslant 100$ Мвт). Показано, что наиболее резкие искусственные неоднородности в ионосфере образуются ночью при воздействии на нее мощной необыкновенной волной в случае гирорезонанса. При этом, если возмущается лишь частота соударений, резкие искусственные градиенты последней возникают в области высот $\sim$ 95-100 км: при эффективной мощности $\leqslant$ 100 Мвт измененная частота соударений на этих высотах падает в $\leqslant$ 20 раз. В случае длительного воздействия мощной волной (при учете возмущений электронной плотности) резкие градиенты ионосферных параметров образуются на высотах $\sim$90-95 км. При воздействии на ночную ионосферу мощной необыкновенной волной вдали от области гирорезонанса (или мощной обыкновенной волной) образующиеся возмущения являются более "плавными". В дневной ионосфере искусственные градиенты также менее выражены во всех случаях. Показано, что коэффициент отражения мощной волны от создаваемых ею искусственных градиентов в рассмотренных случаях весьма мал ($< 10^{-4}$), и при определении параметров возмущений плазмы в нижней ионосфере рассеиванием волны на градиентах можно пренебречь. Показано далее, что в случае квазипродольного распространения мощной волны (при выполнении условий $\omega > \omega_H$ и $|\varepsilon| \gg \frac{4\pi\sigma}{\omega}$) самовоздействие и характеристики возмущений, вызываемых в ионосфере обыкновенной волной частоты ω и необыкновенной - частоты $\omega + 2\omega_H$ при одинаковой их мощности совпадают;

б) рассмотрено отражение "слабых" радиоволн низкой частоты ($\lambda \geqslant$ 5-10 км) от возмущенной ионосферы. Рассчитан коэффициент отражения этих волн в зависимости от мощности и частоты воздействующего передатчика. Показано, что искусственное увеличение степени неоднородности плазмы может приводить к существенному возрастанию коэффициента отражения необыкновенной волны (для которой при $\omega < \omega_H$ $\varepsilon \geqslant 1$): приблизительно в $\lesssim 2$ раза на частотах $\omega < 10^5$ сек$^{-1}$ при эффективной мощности $\lesssim$ 100 Мвт. Это явление связано с рассеиванием "слабой" волны на искусственных неоднородностях плазмы. Влияние таких неоднородностей проявляется также в заметном увеличении коэффициента отражения низкочастотной обыкновенной волны (по сравнению со случаем, когда образующиеся возмущения - "плавные"), отражающейся вблизи области высот, где возникают резкие градиенты. Последний эффект обусловлен характером поглощения "слабой" волны в указанной области высот.

2. Более подробно исследовано поглощение "слабых" радиоволн в диапазоне частот f = 1-10 Мгц (при нормальном падении) в нижней ионосфере, возмущенной мощным передатчиком. Изучена зависимость величины поглощения в этом диапазоне от частоты, мощности и выбора вида воздействующей волны. При этом в различных случаях воздействия на ионосферу (ночью, днем, с учетом возмущений электронной концентрации и без такого) выявлены условия на частоту возмущающей волны, при которых поглощение в исследуемом диапазоне (1-10 Мгц) меняется наиболее сильно. Заметное возрастание поглощения в ночной ионосфере обнаружено лишь на частотах $f <$ 5 Мгц: в наиболее благоприятном случае при мощности воздействующей волны $\sim$ 100 Мвт на частоте f = 1 Мгц оно возрастает с $\sim$ 2 дб (в невозмущенной ионосфере) до $\sim$ 20 дб; на частоте f = 5 Мгц поглощение меняется на величину лишь $\sim$ 1 дб. При воздействии на дневную ионосферу (учитывались лишь возмущения частоты соударений) возрастание поглощения заметно в диапазоне до $f \sim$ 10 Мгц.

Автор выражает благодарность И.М.Виленскому за постоянное внимание к работе.

Т а б л и ц а I

Поглощение (в дб) на частоте f в ночной ионосфере, возмущаемой мощной волной частоты $\omega_2 = \sqrt{u}\,\omega_H$. Учитываются лишь возмущения частоты соударений, мощность $\sim$ 100 Мвт

воздействующая волна - необыкновенная

f, мгц \ $\sqrt{u}$	0,I	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	I	2	3	4	5	6	7	8	9	I0	Нет возм.
I	I0,2	9,4	9	8,4	7,8	7,4	6,8	6,4	6,2	6,I	9,7	9,4	6,6	4,6	3,6	3	2,7	2,5	2,3	I,8
2	5,2	4,8	4,6	4,4	4	3,8	3,6	3,4	3,4	3,3	5	4,6	3,2	2,2	I,8	I,5	I,3	I,2	I,I	0,8
3	3,I	3	2,8	2,6	2,4	2,4	2,2	2,I	2,I	2	3	2,8	I,9	I,4	I	0,9	0,8	0,7	0,7	0,6
4	2,I	2	I,9	I,8	I,6	I,6	I,5	I,4	I,4	I,4	2	I,8	I,2	0,9	0,7	0,6	0,5	0,5	0,4	0,4
5	I,5	I,4	I,4	I,3	I,2	I,2	I,I	I	I	I	I,4	I,3	0,9	0,6	0,5	0,4	0,4	0,3	0,3	0,2

воздействующая волна - обыкновенная

I	9,I	I0	I0,2	I0,3	I0,4	I0,2	I0,2	I0	9,8	9,4	6,6	4,6	3,6	3	2,7	2,4	2,3	2,2	2,I	I,8
2	4,6	5	5,2	5,2	5,2	5,2	5	4,9	4,8	4,6	3,2	2,2	I,8	I,5	I,3	I,2	I,I	I,I	I	0,8
3	2,8	3	3,I	3,I	3,I	3,I	3	3	2,8	2,8	I,9	I,4	I	0,9	0,8	0,7	0,7	0,6	0,6	0,6
4	I,8	2	2,I	2,I	2,I	2	2	2	2	I,8	I,2	0,9	0,7	0,6	0,6	0,5	0,4	0,4	0,4	0,4
5	I,4	I,4	I,5	I,5	I,5	I,4	I,4	I,4	I,4	I,4	0,9	0,6	0,5	0,4	0,4	0,3	0,3	0,3	0,3	0,2

Т а б л и ц а 2

Поглощение (в дб) на частоте f в ночной ионосфере, возмущаемой мощной волной частоты ω_2. Учитываются возмущения электронной концентрации и частоты соударений, мощность ~ I00 Мвт.

$\sqrt{u} = \dfrac{\omega_2}{\omega_H}$ воздействующая волна – необыкновенная

f, мгц \ $\sqrt{u}$	0,I	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	I	2	3	4	5	6	7	8	9	I0	Нет возм.
I	I4,8	I3,2	I2,2	II,4	I0	9,8	9,2	8,8	8,6	8,6	I4	I8,8	I5	9,6	6,4	4,8	3,8	3,4	3	I,8
2	7,8	7	6,4	6	5,8	5,4	5	5	4,8	4,8	7,2	9,2	7,2	4,6	3,2	2,4	I,8	I,6	I,4	0,8
3	4,8	4,2	4	3,8	3,6	3,4	3,2	3	3	3	4,4	5,4	4,2	2,8	I,8	I,4	I,2	I	0,8	0,6
4	3,2	2,8	2,8	2,6	2,4	2,2	2,2	2,2	2	2	3	3,6	2,8	I,8	I,2	I	0,8	0,6	0,6	0,4
5	2,2	2	2	I,8	I,8	I,6	I,6	I,6	I,6	I,6	2,2	2,6	2	I,2	0,8	0,6	0,6	0,4	0,4	0,2

воздействующая волна – обыкновенная

I	I2,6	I4,4	I5,6	I6,4	I7	I7,4	I7,8	I8,2	I8,4	I8,6	I5	9,6	6,4	4,8	3,8	3,4	3	2,6	2,4	I,8
2	6,6	7,4	8	8,2	8,6	8,8	8,8	9	9	9,2	7,2	4,6	3,2	2,4	I,8	I,6	I,4	I,2	I,2	0,8
3	4	4,6	4,8	5	5,2	5,2	5,2	5,4	5,4	5,4	4,2	2,8	I,8	I,4	I,2	I	0,8	0,8	0,6	0,6
4	2,6	3	3,2	3,4	3,4	3,4	3,6	3,6	3,6	3,6	2,8	I,8	I,2	I	0,8	0,6	0,6	0,6	0,4	0,4
5	2	2,2	2,4	2,4	2,4	2,4	2,6	2,6	2,6	2,6	2	I,2	0,8	0,6	0,6	0,4	0,4	0,4	0,4	0,2

Таблица 3

Поглощение (в дб) на частоте f в дневной ионосфере, возмущаемой мощной волной частоты $\omega_2=\sqrt{U}\,\omega_H$

Учитываются лишь возмущения частоты соударений, мощность ~ I00 Мвт

воздействующая волна – необыкновенная

f, мгц \ $\sqrt{U}$	0,I	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	I	2	3	4	5	6	7	8	9	I0	Нет возм.
I	69,2	67,8	67	66,5	66,I	65,8	65,6	65,4	65,2	65,2	68	76,8	86	89,8	88,8	85,8	82,2	78,9	76,2	6I
2	50	49,2	49	48,6	48,4	48,3	48,2	48,I	48	48	49,4	53,4	58,5	6I,8	62,2	6I	59,2	57,2	55,4	44,4
3	6I	60,6	60,2	60,I	60	60	60	60	60	59,8	60,6	62,8	65,9	69,4	7I,6	72,4	72	70,8	69,4	56,8
4	33,8	33,4	33,2	33,2	33,I	33	33	33	32,9	32,9	33,5	34,8	36,6	38,3	39,4	39,5	39	38,2	37,4	30,4
5	23	22,8	22,8	22,6	22,6	22,6	22,5	22,5	22,5	22,5	22,9	23,8	25	26,I	26,7	26,7	26,3	25,8	25,2	20,4
6	I7	I7	I6,8	I6,8	I6,8	I6,7	I6,7	I6,6	I6,6	I6,6	I7	I7,6	I8,4	I9,2	I9,6	I9,5	I9,2	I8,8	I8,3	I4,8
7	I3,2	I3,I	I3	I3	I3	I2,9	I2,9	I2,9	I2,9	I2,9	I3,I	I3,6	I4,2	I4,8	I5,I	I5	I4,7	I4,4	I4	II,4
8	I0,6	I0,5	I0,4	I0,4	I0,4	I0,3	I0,3	I0,3	I0,3	I0,3	I0,5	I0,9	II,4	II,8	I2	I2	II,7	II,4	II,2	9
9	8,6	8,6	8,6	8,5	8,5	8,4	8,4	8,4	8,4	8,4	8,6	8,9	9,3	9,6	9,8	9,7	9,5	9,3	9,I	7,4
I0	7,2	7,2	7,2	7,2	7,2	7,I	7,I	7,I	7,I	7,I	7,2	7,4	7,8	8	8,I	8,I	8	7,8	7,5	6
	воздействующая волна – обыкновенная																			
I	67	68,4	69,4	70,3	7I,2	72,I	73,I	74,2	75,2	76,4	85,8	89,7	88,8	85,7	82,2	79	76,2	73,9	72	6I
2	48,8	49,5	50,I	50,5	5I	5I,4	5I,8	52,2	52,6	53,I	58,3	6I,6	62,2	6I	59,I	57,2	55,3	53,8	52,5	44,4
3	60,3	60,7	6I	6I,2	6I,4	6I,7	62	62,I	62,2	62,6	65,4	69	7I,5	72,3	7I,8	70,8	69,4	68	66,7	56,8
4	33,2	33,5	33,7	33,8	34	34,I	34,3	34,4	34,6	34,7	36,4	38,2	39,2	39,4	39	38,2	37,4	36,6	35,9	30,4
5	22,7	22,9	23	23,I	23,2	23,3	23,4	23,5	23,6	23,8	24,9	26	26,6	26,6	26,2	25,8	25,2	24,5	24	20,4
6	I6,8	I6,9	I7	I7,I	I7,2	I7,2	I7,3	I7,4	I7,4	I7,5	I8,3	I9,I	I9,5	I9,5	I9,2	I8,8	I8,3	I7,9	I7,5	I4,8
7	I3	I3,I	I3,2	I3,2	I3,3	I3,3	I3,4	I3,4	I3,5	I3,5	I4,2	I4,7	I5	I5	I4,8	I4,4	I4	I3,7	I3,4	II,4
8	I0,4	I0,5	I0,5	I0,6	I0,6	I0,6	I0,7	I0,8	I0,8	I0,8	II,3	II,8	I2	I2	II,6	II,4	II,I	I0,9	I0,6	9
9	8,5	8,6	8,6	8,7	8,7	8,7	8,8	8,8	8,8	8,9	9,2	9,6	9,8	9,7	9,5	9,3	9,I	8,8	8,7	7,4
I0	7,I	7,2	7,2	7,2	7,2	7,3	7,3	7,4	7,4	7,4	7,7	8	8,I	8	8	7,8	7,6	7,3	7,2	6

Т а б л и ц а 4

Поглощение (в дб) на частоте f в дневной ионосфере в зависимости от мощности P $(P \sim E_0^2/E_p^2 = \alpha)$ воздействующей волны (максимальная мощность $\sim$ I00 Мвт)

f мгц \ α	I,2	0,8	0,4	0,I2	0,04	0
I	89,8	82,7	73,6	65,3	62,5	6I
2	6I,8	57,6	52,I	47,2	45,4	44,4
3	69,4	66,4	62,6	58,8	57,5	56,8
4	38,3	36,5	34	3I,8	30,8	30,4
5	26,I	24,7	23	2I,3	20,7	20,4
6	I9,2	I8,I	I6,8	I5,5	I5,I	I4,8
7	I4,8	I4	I2,9	II,9	II,6	II,4
8	II,8	II,I	I0,2	9,4	9,I	9
9	9,6	9,I	8,3	7,7	7,4	7,4
I0	8	7,5	6,9	6,4	6,2	6

воздействующая волна – необыкновенная

частота $\omega_2 = 5\omega_H$

f мгц \ α	3,4	2,2	I,I	0,34	0,II	0
I	89,7	82,6	73,6	65,3	62,5	6I
2	6I,6	57,5	52,I	47,2	45,4	44,4
3	69	66,I	62,4	58,8	57,5	56,8
4	38,2	36,4	34	3I,8	30,8	30,4
5	26	24,6	23	2I,2	20,7	20,4
6	I9,I	I8,I	I6,8	I5,5	I5,I	I4,8
7	I4,7	I4	I2,9	II,9	II,6	II,4
8	II,8	II,I	I0,2	9,4	9,2	9
9	9,6	9	8,3	7,6	7,4	7,4
I0	8	7,5	6,9	6,4	6,2	6

воздействующая волна – обыкновенная

частота $\omega_2 = 3\omega_H$

Т а б л и ц а 5

Поглощение (в дб) на частоте f в ночной ионосфере в зависимости от мощности P ($P \sim E_0^2/E_p^2$) воздействующей волны (максимальная мощность $\sim$ I00 Мвт), $a = E_0^2/E_p^2$

Учитываются возмущения только $\nu(T_e)$

воздействующая волна – необыкновенная
частота $\omega_2 = 0{,}1\omega_H$

f, мгц \ a	3000	2000	I000	300	I00	0
I	I0,2	8,8	6,9	4,4	2,9	I,8
2	5,2	4,5	3,4	2,I	I,4	0,8
3	3,I	2,7	2,I	I,3	0,8	0,6
4	2,I	I,8	I,4	0,8	0,6	0,4
5	I,5	I,3	0,8	0,6	0,4	0,2

воздействующая волна – обыкновенная
частота $\omega_2 = 0{,}5\omega_H$

f, мгц \ a	I20	80	40	I2	4	0
I	I0,3	8,6	6,I	3,4	2,3	I,8
2	5,2	4,2	3	I,6	I,I	0,8
3	3,I	2,5	I,8	I	0,7	0,6
4	2,I	I,7	I,2	0,6	0,4	0,4
5	I,5	I,2	0,8	0,5	0,3	0,2

Учитываются возмущения $N(T_e)$ и $\nu(T_e)$

воздействующая волна – необыкновенная
частота $\omega_2 = 0{,}1\omega_H$

f \ a	3000	2000	I000	300	I00	0
I	I4,8	I2,8	I0,I	6,3	3,9	I,8
2	7,8	6,6	5	3,I	I,9	0,8
3	4,8	4	3	I,8	I,I	0,6
4	3,2	2,7	2	I,2	0,7	0,4
5	2,2	I,9	I,4	0,4	0,5	0,2

воздействующая волна – обыкновенная
частота $\omega_2 = \omega_H$

f \ a	30	20	I0	3	I	0
I	I8,6	I4,8	9,3	4	2,4	I,8
2	9,2	7,2	4,5	I,9	I,2	0,8
3	5,4	4,3	2,6	I,I	0,7	0,6
4	3,6	2,8	I,7	0,7	0,5	0,4
5	2,6	2	I,2	0,5	0,3	0,2

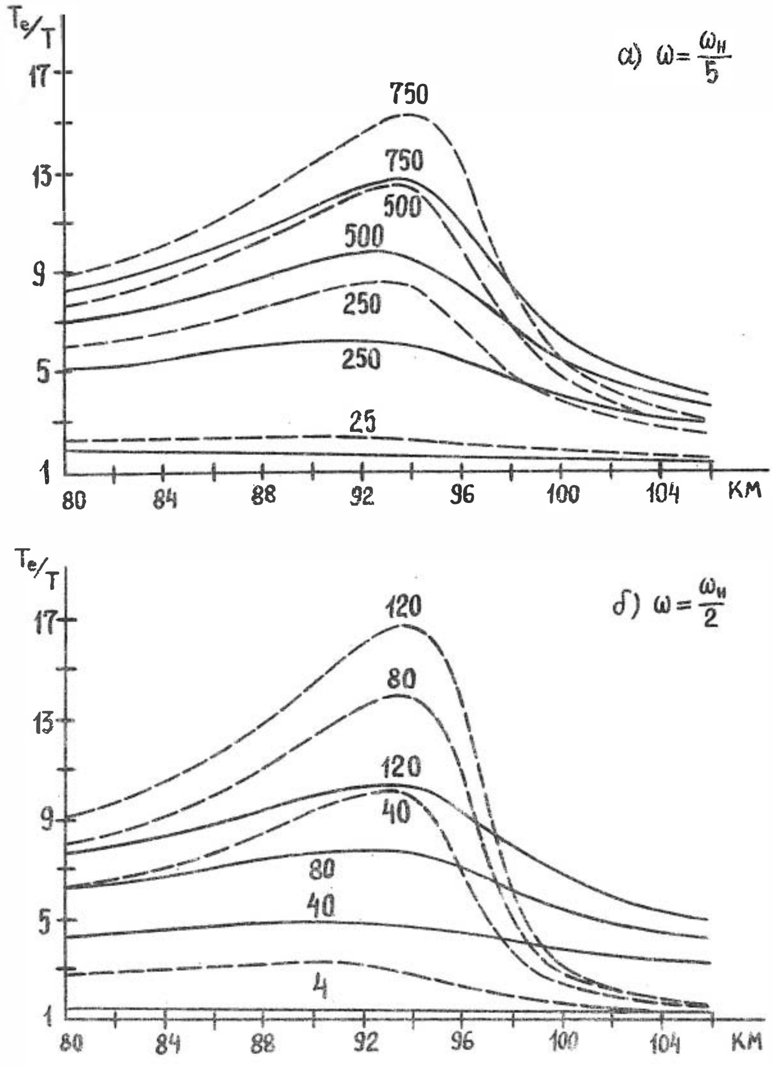

Te/T
а) ω = ωн/5
17
13
9
5
1
750
750
500
500
250
250
25
80
84
88
92
96
100
104
КМ
Te/T
б) ω = ωн/2
17
13
9
5
1
120
80
120
40
80
40
4
80
84
88
92
96
100
104
КМ

Рис. 1

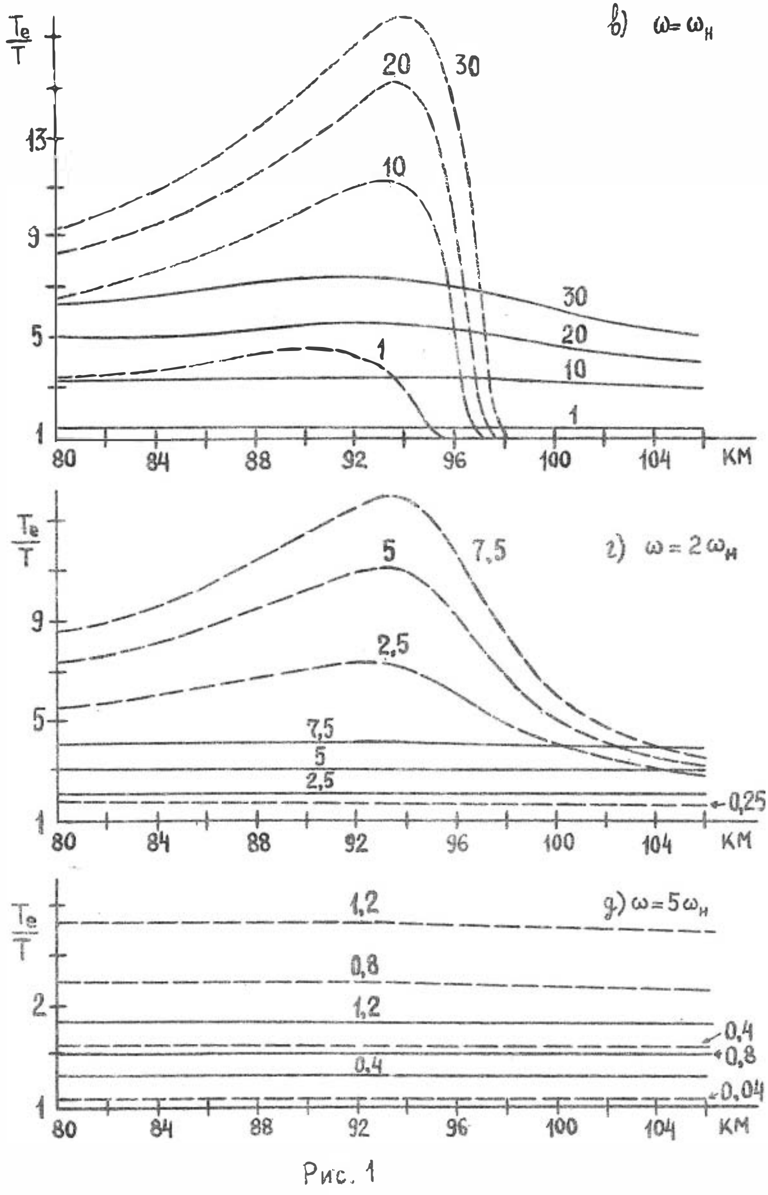

в) ω = ω_н
Te/T
13
9
5
1
20
30
10
30
20
10
1
1
80
84
88
92
96
100
104
КМ
Te/T
г) ω = 2ω_н
5
7,5
9
2,5
5
7,5
5
2,5
← 0,25
1
80
84
88
92
96
100
104
КМ
Te/T
д) ω = 5ω_н
1,2
0,8
2
1,2
0,4
0,8
0,4
0,04
1
80
84
88
92
96
100
104
КМ

Рис. 1

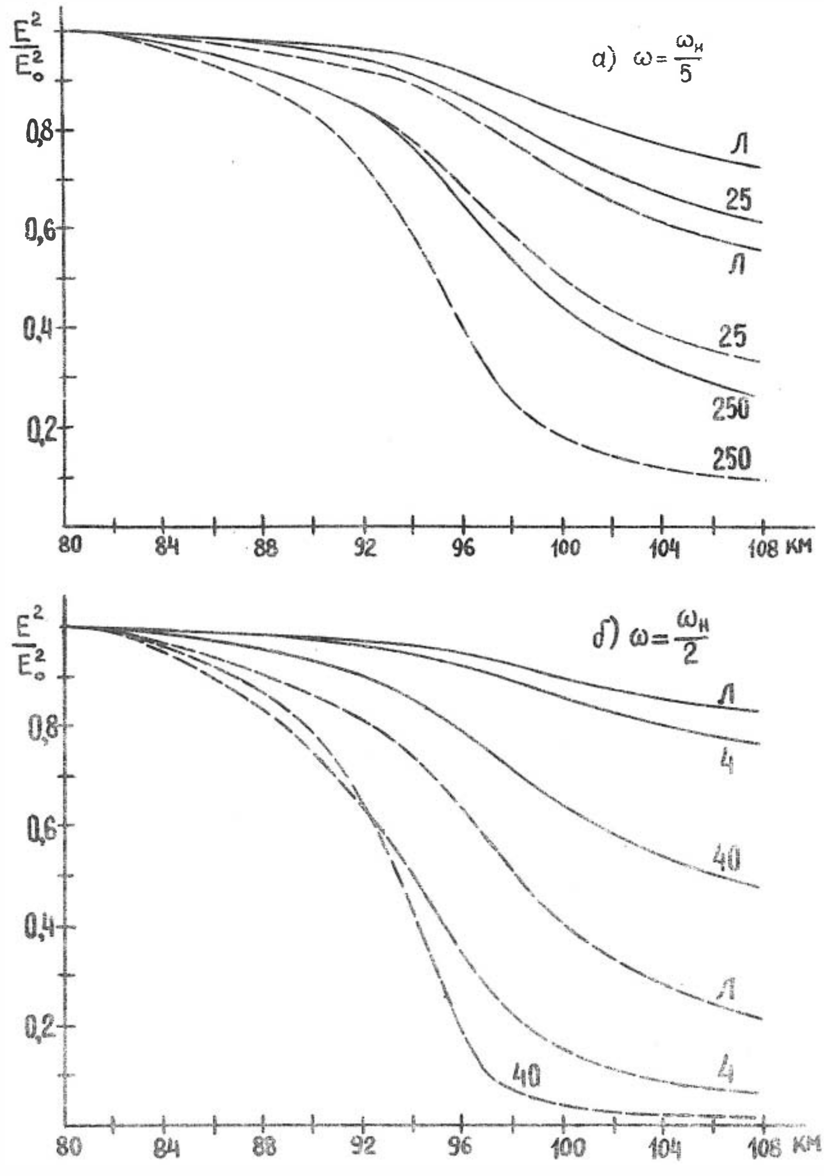
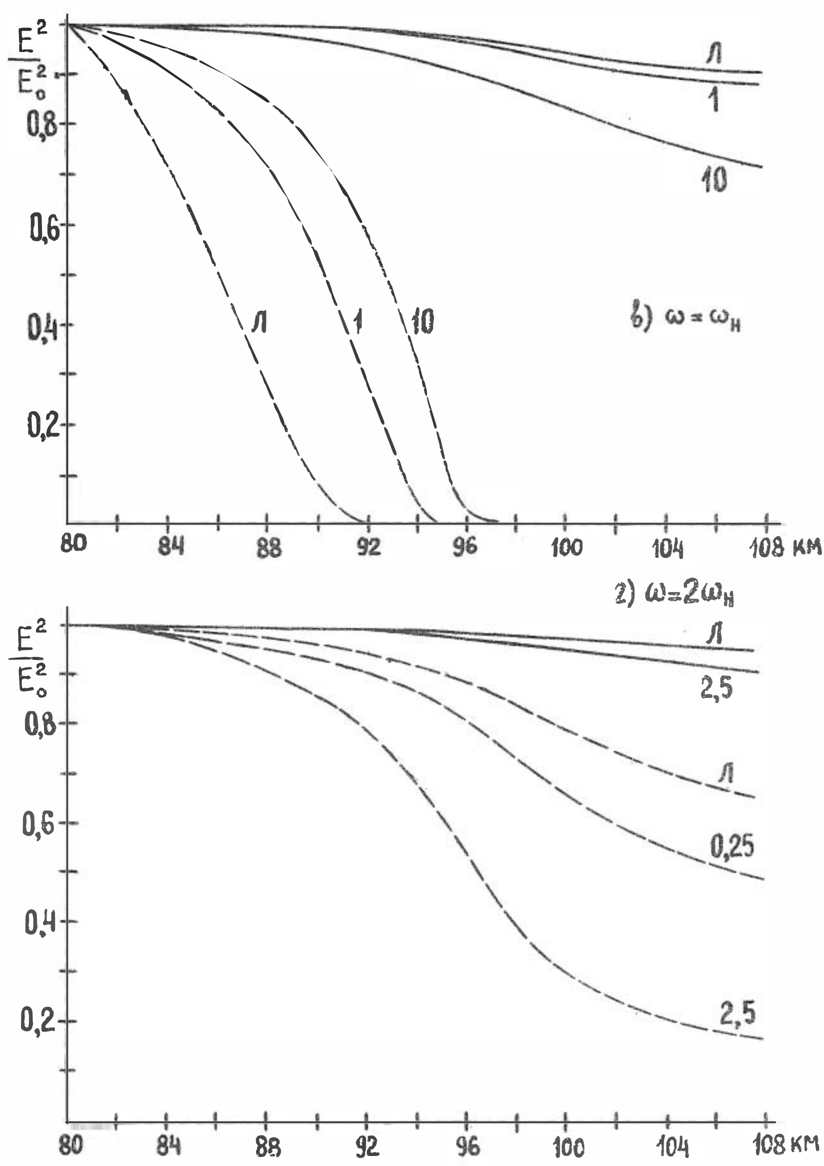
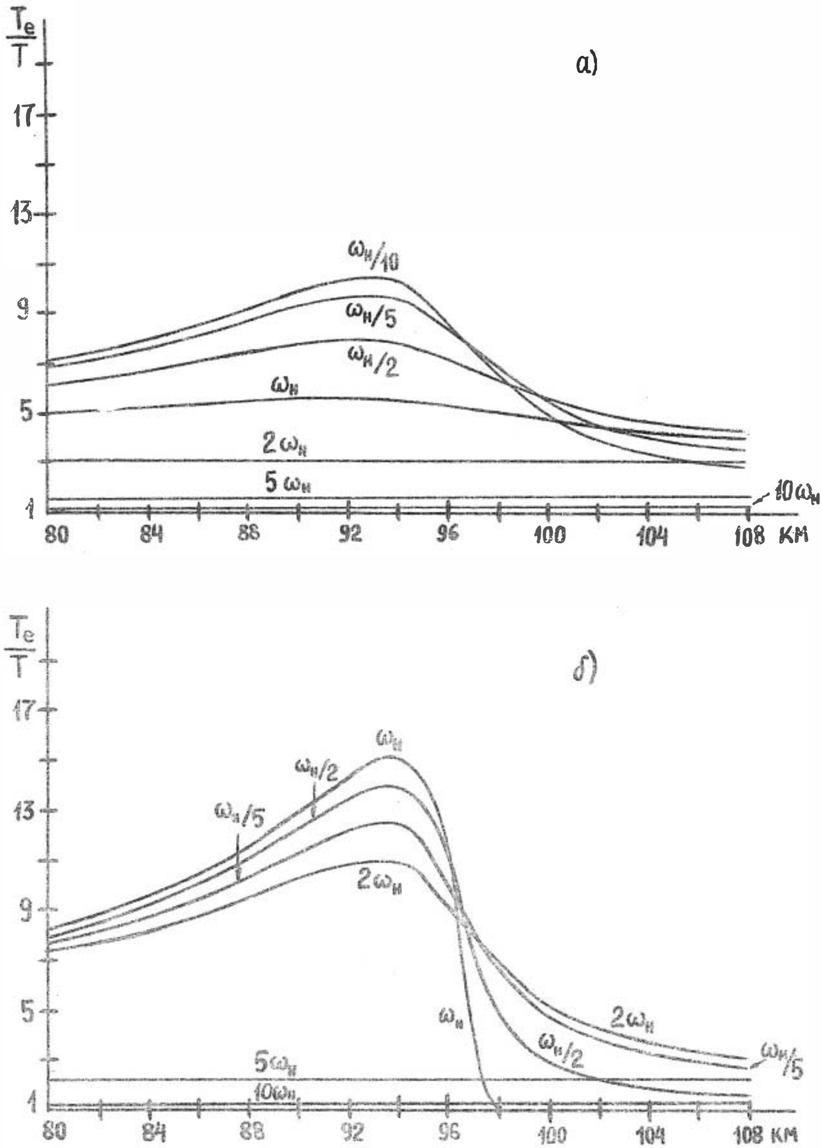

$\frac{E^2}{E_0^2}$
а) $\omega = \frac{\omega_н}{5}$
0,8
0,6
0,4
0,2
Л
25
Л
25
250
250
80
84
88
92
96
100
104
108 КМ
б) $\omega = \frac{\omega_н}{2}$
Л
4
40
Л
4
40

Рис. 2



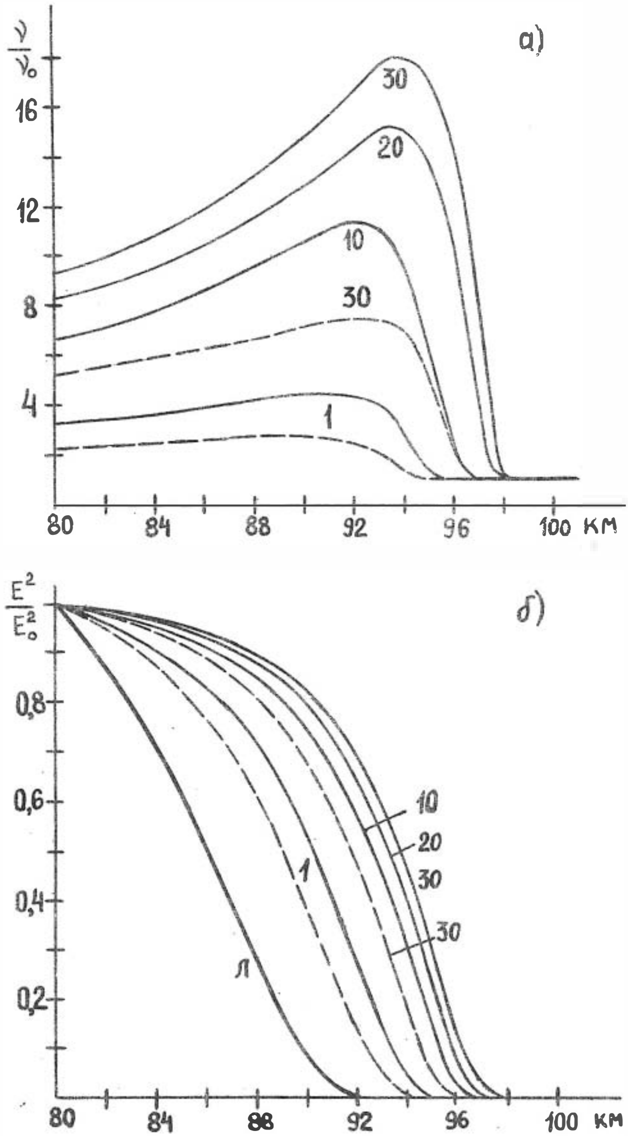
E^2/E_0^2
0,8
0,6
0,4
0,2
Л
1
10
Л
1
10
в) $\omega = \omega_н$
80
84
88
92
96
100
104
108 км
г) $\omega = 2\omega_н$
E^2/E_0^2
0,8
0,6
0,4
0,2
Л
2,5
Л
0,25
2,5
80
84
88
92
96
100
104
108 км

Рис. 2



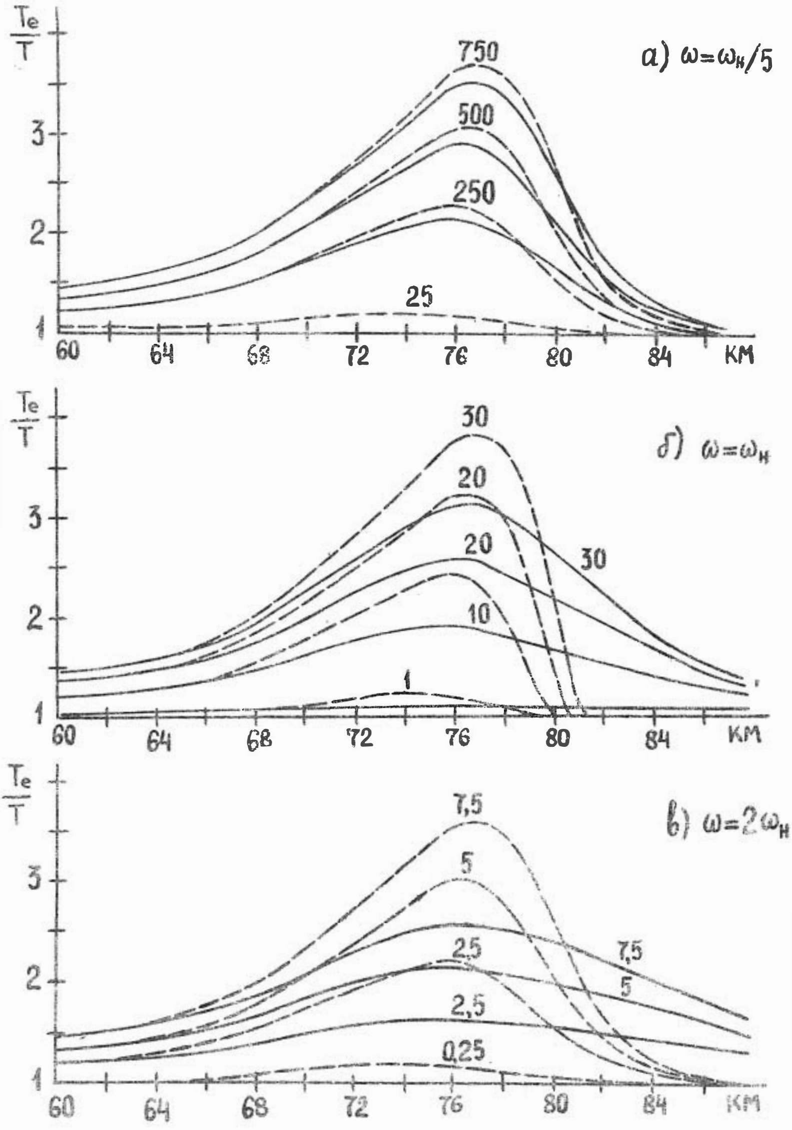
$\frac{T_e}{T}$
a)
17
13
9
5
1
$\omega_H/10$
$\omega_H/5$
$\omega_H/2$
ω_H
$2\omega_H$
$5\omega_H$
$10\omega_H$
80
84
88
92
96
100
104
108 км
$\frac{T_e}{T}$
б)
17
13
9
5
1
ω_H
$\omega_H/2$
$\omega_H/5$
$2\omega_H$
ω_H
$2\omega_H$
$\omega_H/2$
$\omega_H/5$
$5\omega_H$
$10\omega_H$
80
84
88
92
96
100
104
108 км

Рис. 3



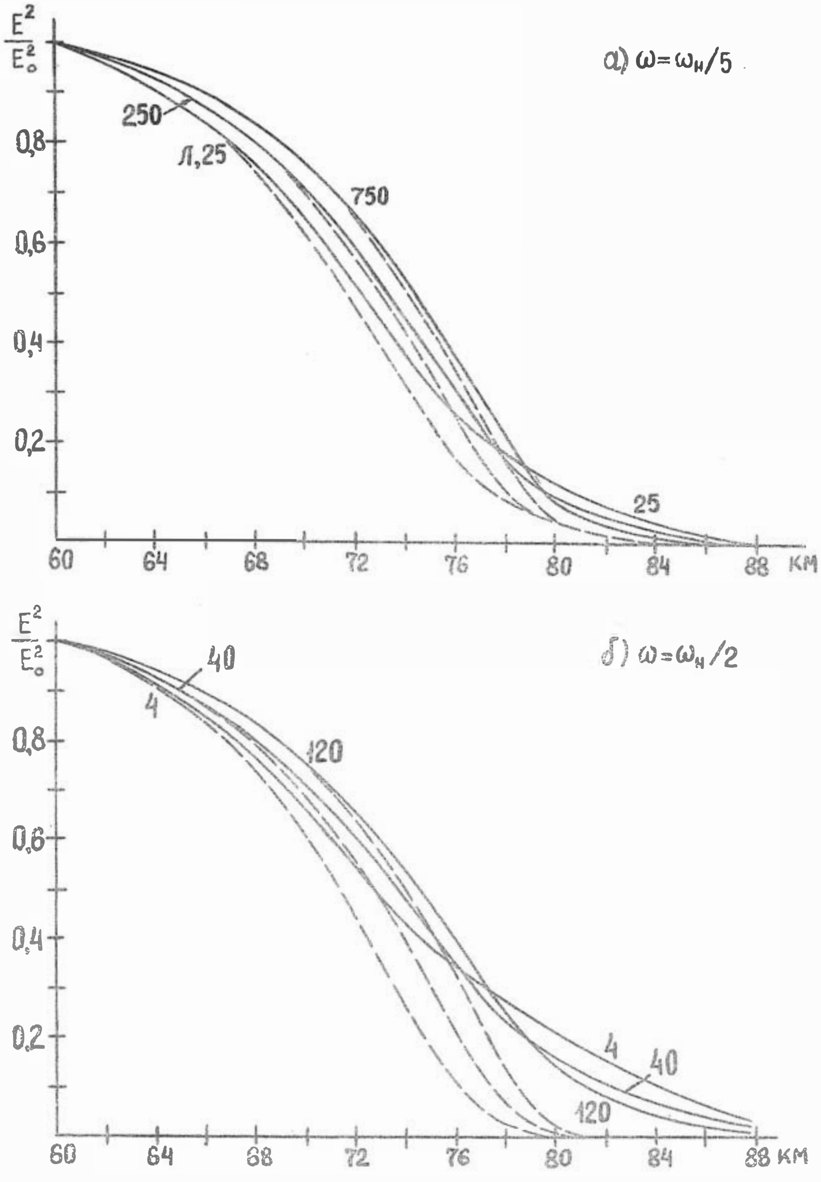
а)
$\frac{\nu}{\nu_0}$
16
12
8
4
30
20
10
30
1
80
84
88
92
96
100 км
б)
$\frac{E^2}{E_0^2}$
0,8
0,6
0,4
0,2
10
20
30
30
1
л
80
84
88
92
96
100 км

Рис. 4



Te/T
а) ω=ωн/5
750
500
250
25
3
2
1
60
64
68
72
76
80
84
КМ
Te/T
б) ω=ωн
30
20
20
30
10
1
3
2
1
60
64
68
72
76
80
84
КМ
Te/T
в) ω=2ωн
7,5
5
2,5
7,5
5
2,5
0,25
3
2
1
60
64
68
72
76
80
84
КМ

Рис. 5



E²/E₀²
а) ω=ωн/5
250
0,8
Л,25
750
0,6
0,4
0,2
25
60
64
68
72
76
80
84
88 КМ
E²/E₀²
б) ω=ωн/2
40
4
0,8
120
0,6
0,4
0,2
4
40
120
60
64
68
72
76
80
84
88 КМ

Рис. 6

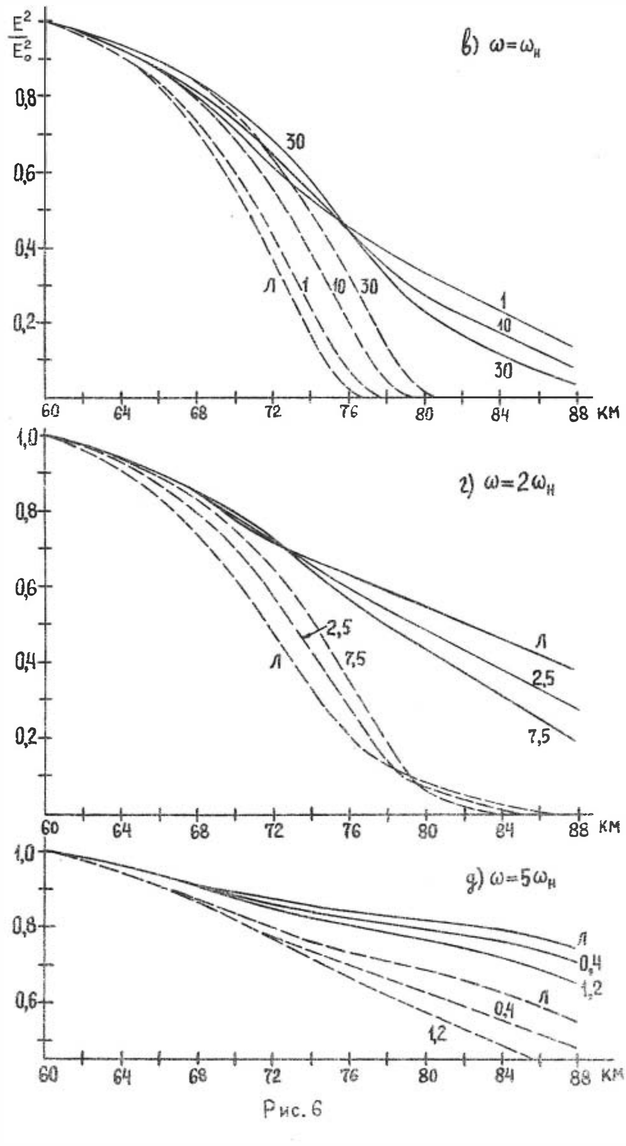
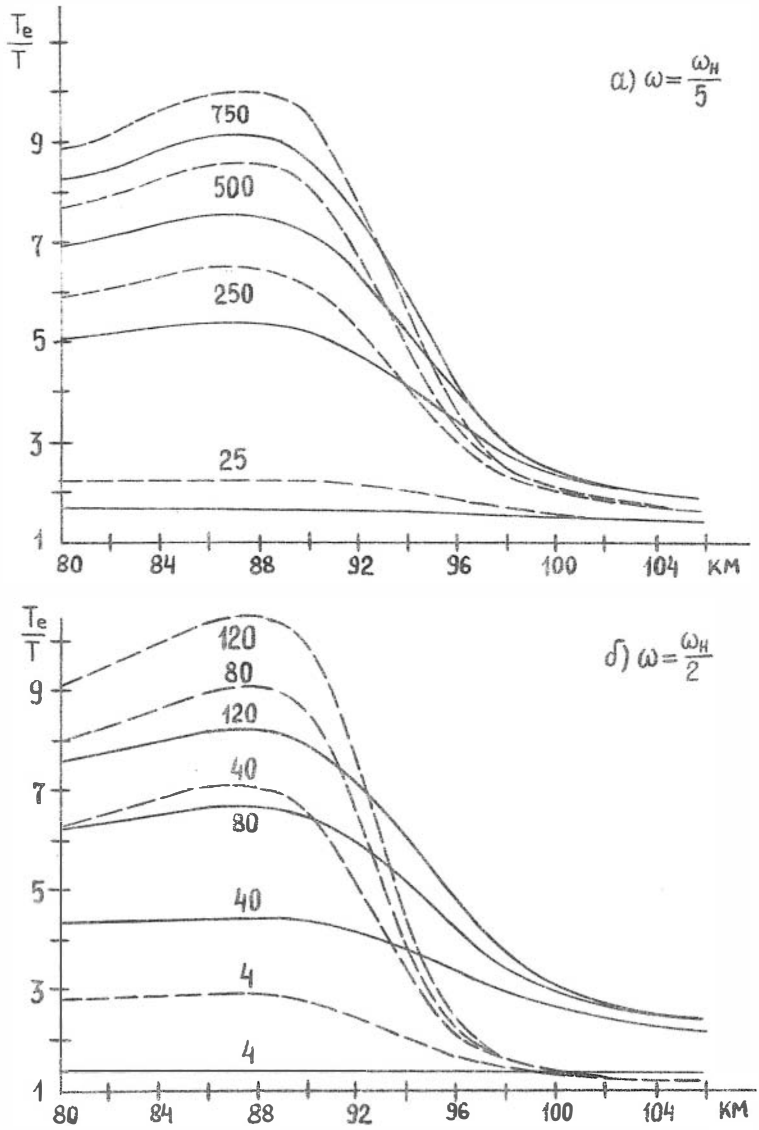
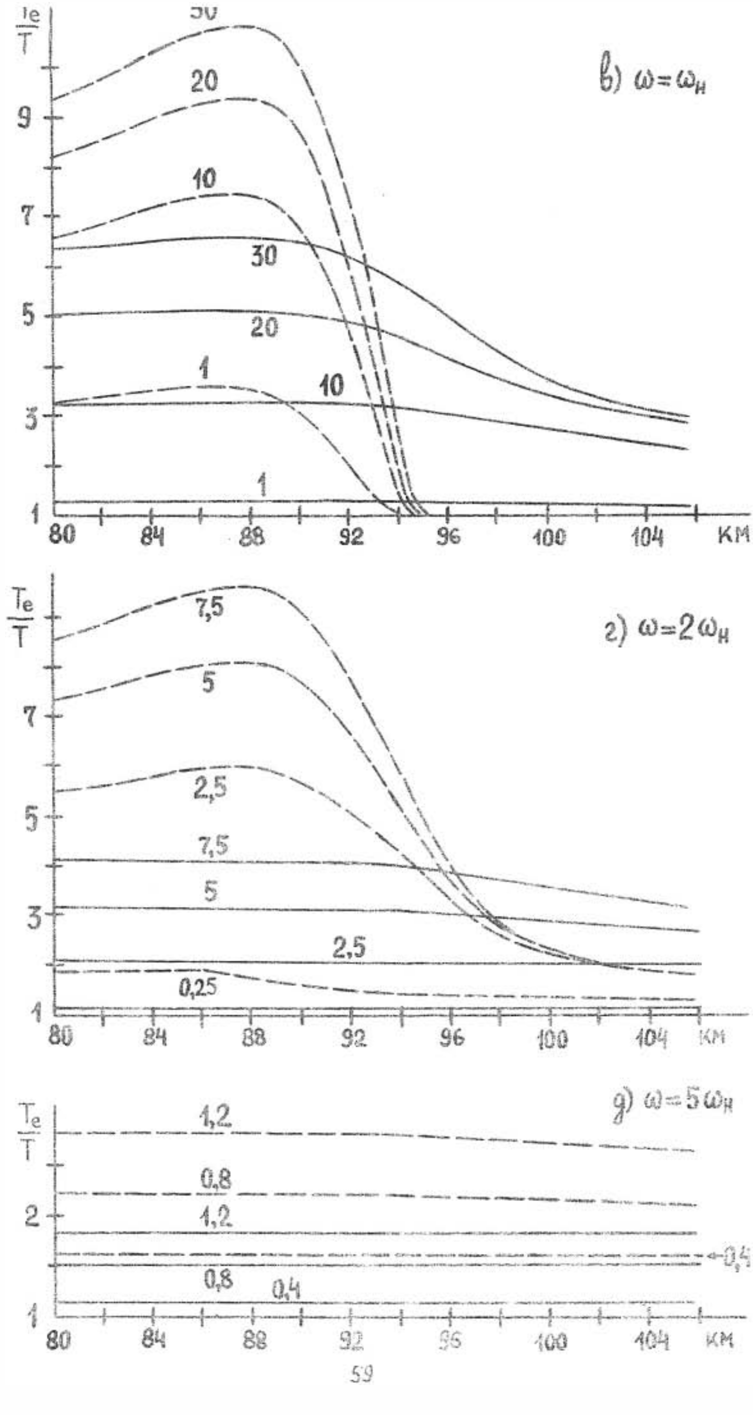

$\frac{E^2}{E_o^2}$
в) $\omega=\omega_н$
0,8
0,6
0,4
0,2
30
Л
1
10
30
1
10
30
60
64
68
72
76
80
84
88 КМ
1,0
г) $\omega=2\omega_н$
0,8
0,6
0,4
0,2
2,5
Л
7,5
Л
2,5
7,5
60
64
68
72
76
80
84
88 КМ
1,0
д) $\omega=5\omega_н$
0,8
0,6
Л
0,4
1,2
Л
0,4
1,2
60
64
68
72
76
80
84
88 КМ

Рис. 6

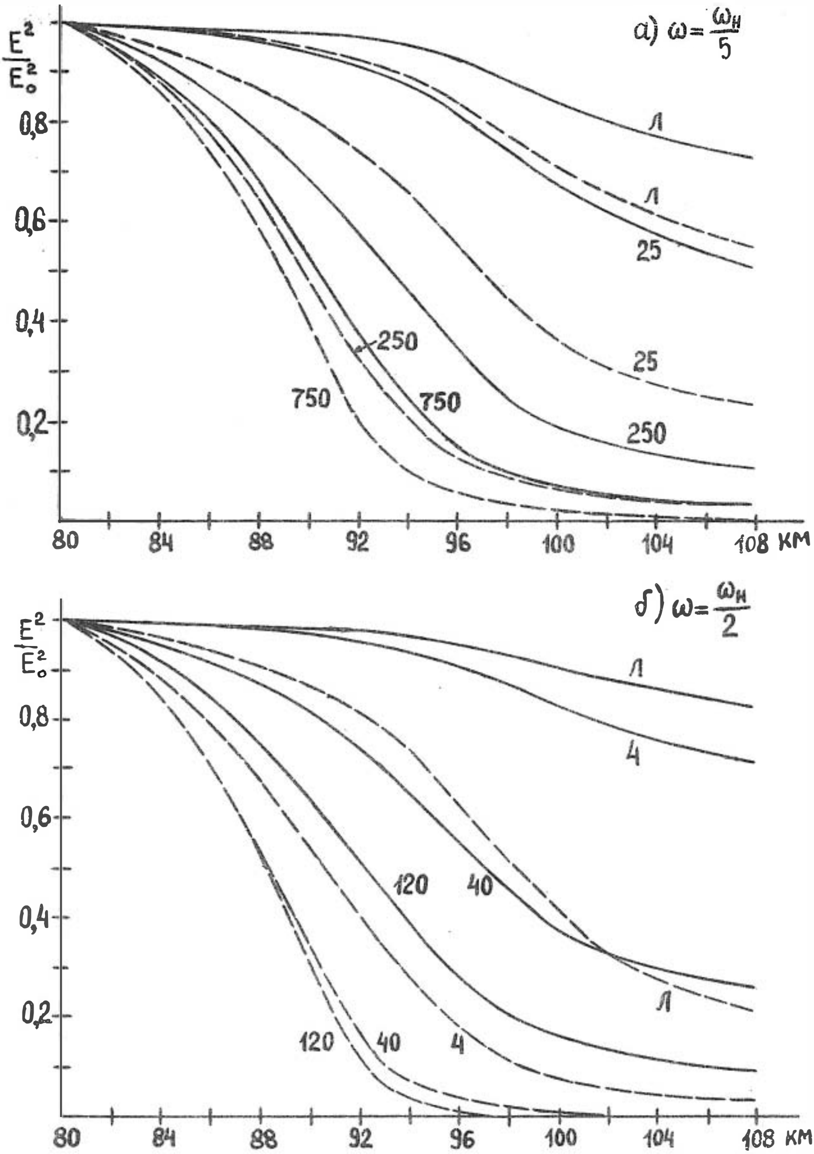


Te/T
а) ω = ωн/5
750
500
250
25
9
7
5
3
1
80
84
88
92
96
100
104
км
Te/T
б) ω = ωн/2
120
80
120
40
80
40
4
4
9
7
5
3
1
80
84
88
92
96
100
104
км

Рис. 7

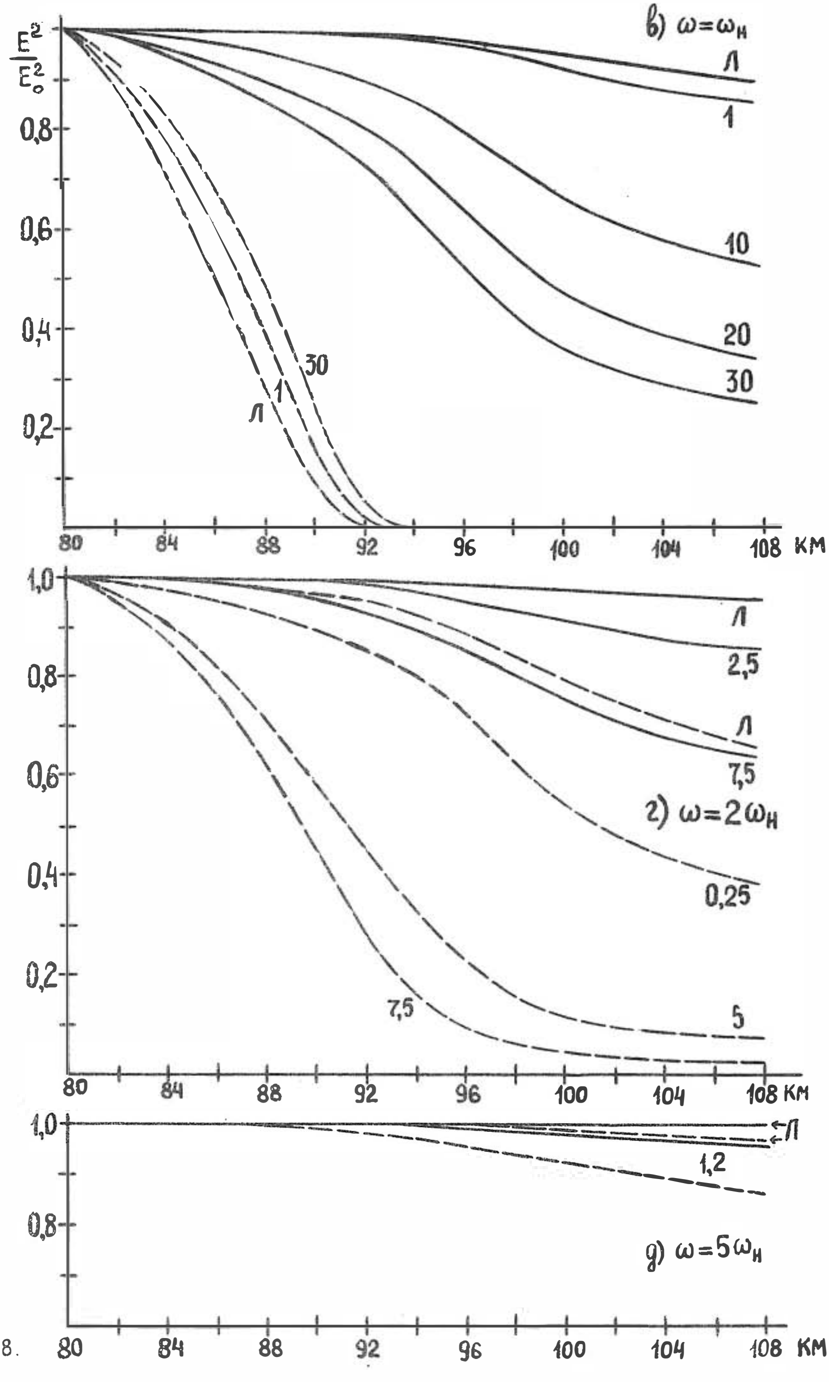


в) ω=ω_н
Te/T
50
20
10
30
20
1
10
1
9
7
5
3
1
80
84
88
92
96
100
104
КМ
г) ω=2ω_н
Te/T
7,5
5
2,5
7,5
5
2,5
0,25
7
5
3
1
80
84
88
92
96
100
104
КМ
д) ω=5ω_н
Te/T
1,2
0,8
1,2
0,4
0,8
0,4
2
1
80
84
88
92
96
100
104
КМ



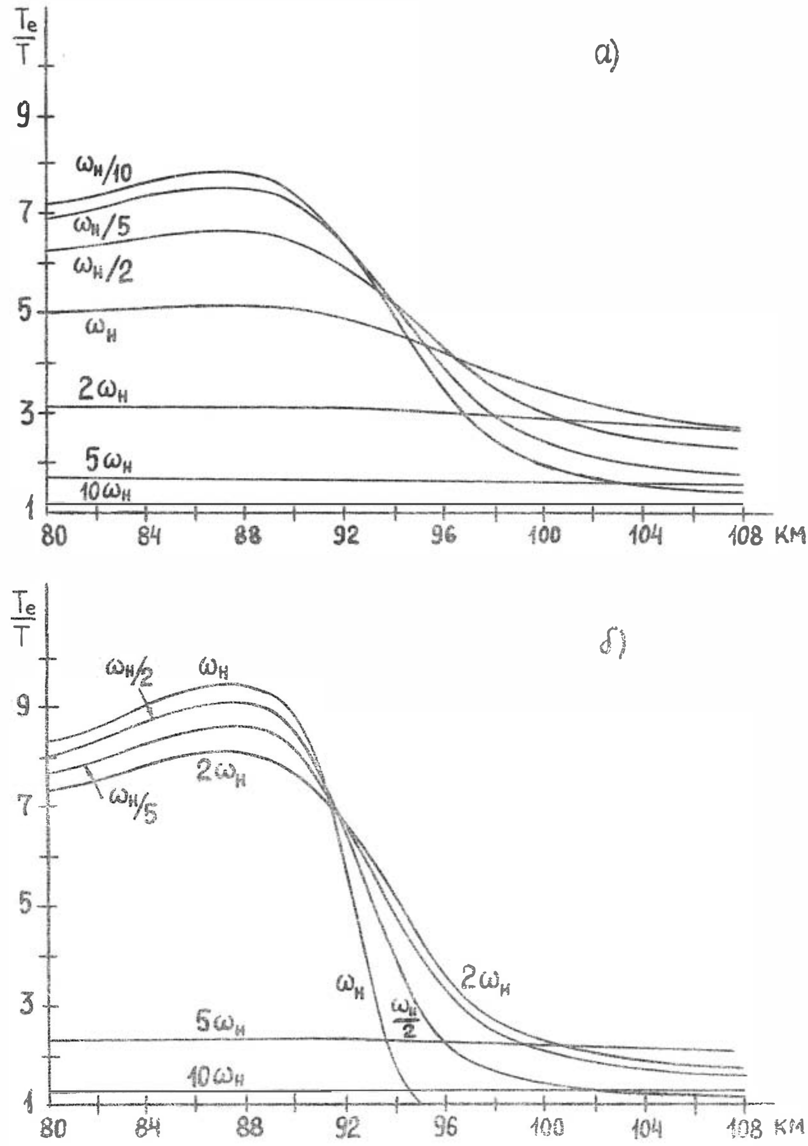
а) $\omega = \frac{\omega_H}{5}$
E^2 / E_0^2
0,8
0,6
0,4
0,2
Л
Л
25
25
250
250
750
750
80
84
88
92
96
100
104
108 км
б) $\omega = \frac{\omega_H}{2}$
E^2 / E_0^2
0,8
0,6
0,4
0,2
Л
4
120
40
Л
120
40
4
80
84
88
92
96
100
104
108 км

Рис. 8



E^2/E_0^2
в) $\omega=\omega_H$
Л
1
10
20
30
30
1
Л
0,8
0,6
0,4
0,2
80
84
88
92
96
100
104
108 КМ
1,0
Л
2,5
Л
7,5
г) $\omega=2\omega_H$
0,25
7,5
5
0,8
0,6
0,4
0,2
80
84
88
92
96
100
104
108 КМ
1,0
Л
1,2
0,8
д) $\omega=5\omega_H$
80
84
88
92
96
100
104
108 КМ

Рис. 8.



Te/T
а)
9
7
5
3
1
ωн/10
ωн/5
ωн/2
ωн
2ωн
5ωн
10ωн
80
84
88
92
96
100
104
108 км
Te/T
б)
ωн/2
ωн
2ωн
ωн/5
9
7
5
3
1
ωн
ωн/2
2ωн
5ωн
10ωн
80
84
88
92
96
100
104
108 км

Рис. 9

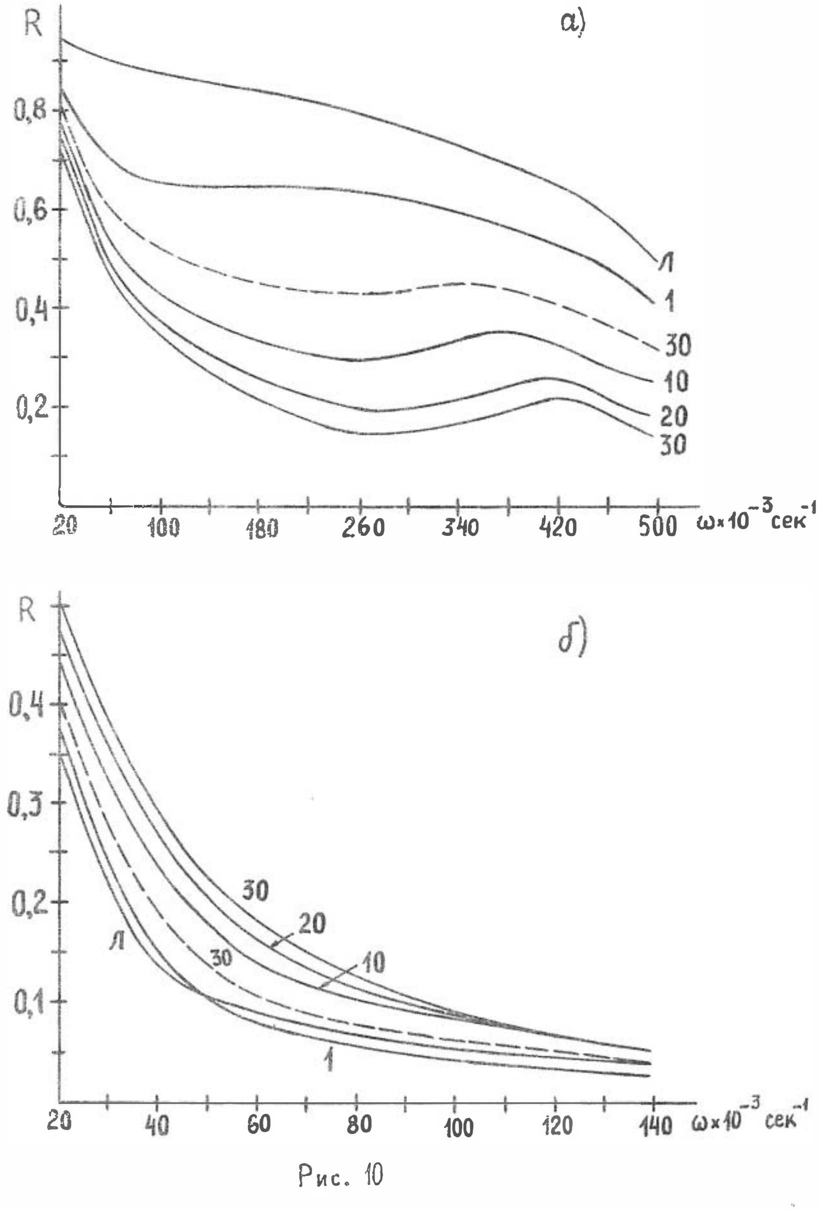

R
а)
0,8
0,6
0,4
0,2
л
1
30
10
20
30
20
100
180
260
340
420
500
ω×10⁻³ сек⁻¹
R
б)
0,4
0,3
0,2
0,1
30
20
10
30
л
1
20
40
60
80
100
120
140
ω×10⁻³ сек⁻¹

Рис. 10

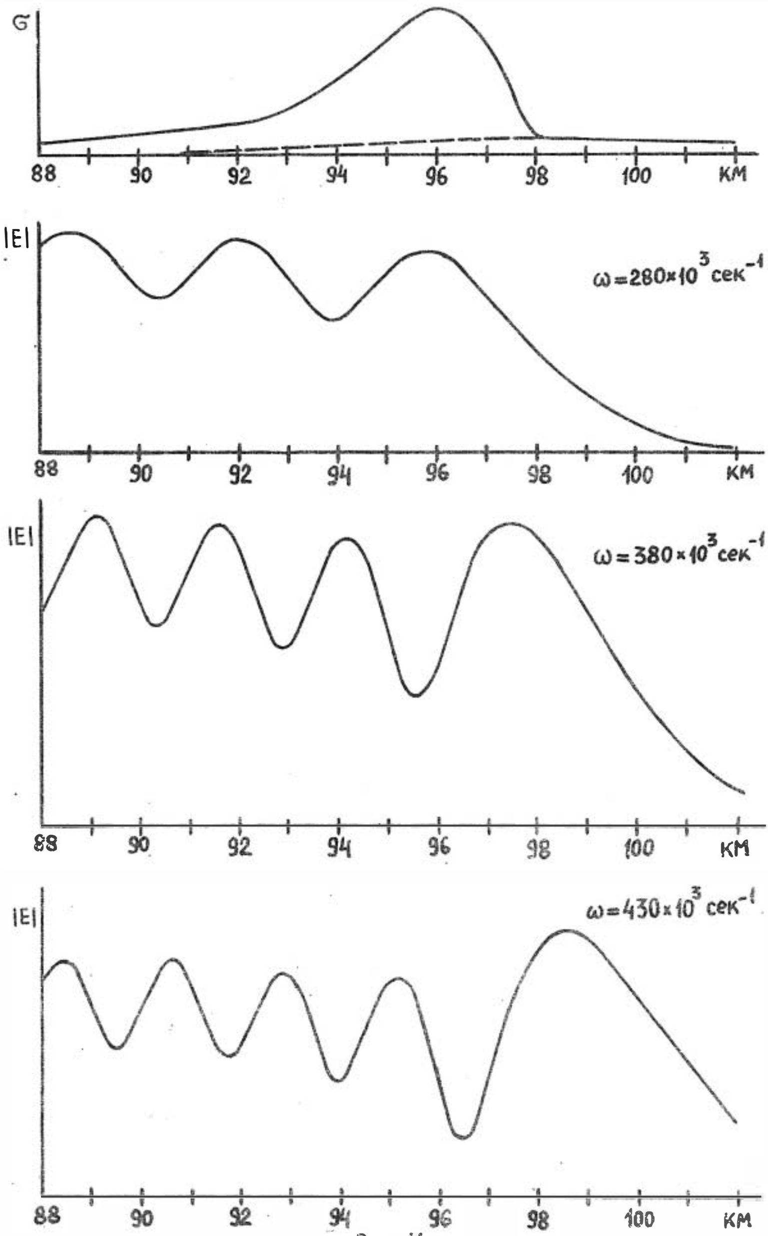

G
88
90
92
94
96
98
100
КМ
|E|
ω=280×10³ сек⁻¹
88
90
92
94
96
98
100
КМ
|E|
ω=380×10³ сек⁻¹
88
90
92
94
96
98
100
КМ
|E|
ω=430×10³ сек⁻¹
88
90
92
94
96
98
100
КМ

Рис. 11

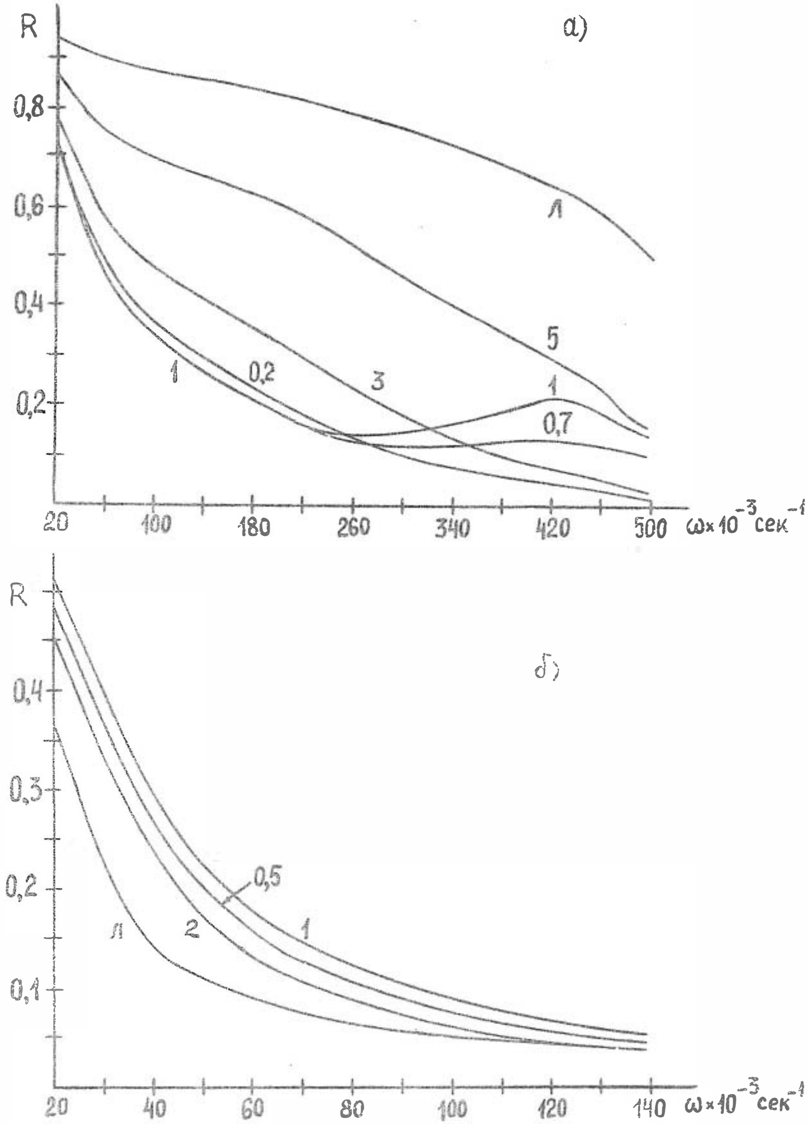
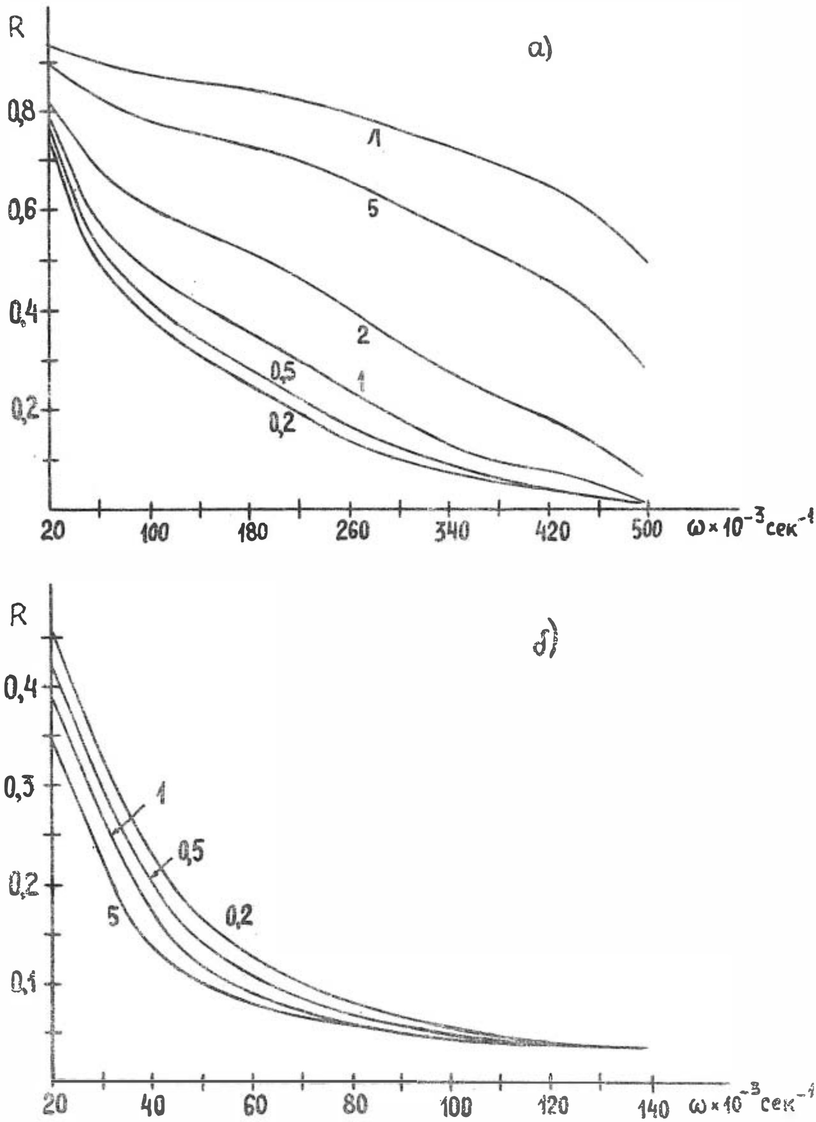
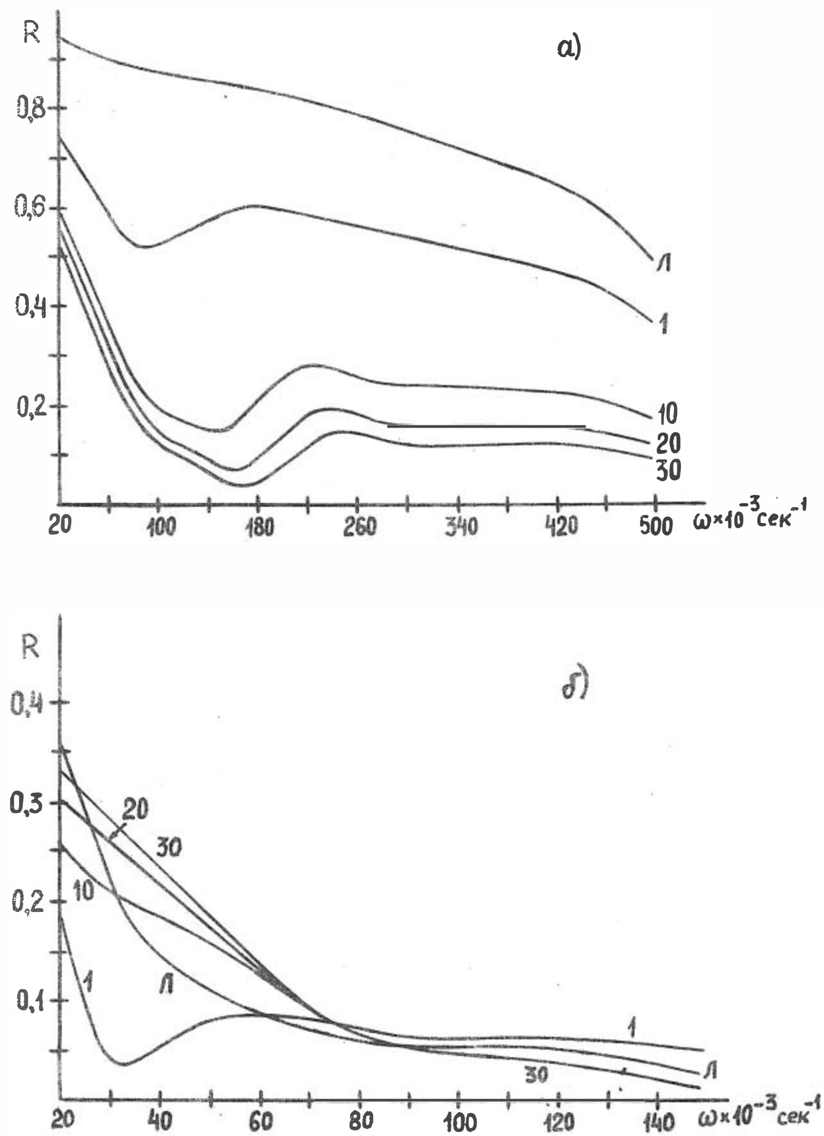

R
a)
0,8
0,6
0,4
0,2
л
5
1
0,2
3
1
0,7
20
100
180
260
340
420
500
ω×10^-3 сек^-1
R
б)
0,4
0,3
0,2
0,1
0,5
л
2
1
20
40
60
80
100
120
140
ω×10^-3 сек^-1

Рис. 12



R
a)
0,8
0,6
0,4
0,2
Λ
5
2
0,5
1
0,2
20
100
180
260
340
420
500
ω × 10⁻³ сек⁻¹
R
б)
0,4
0,3
0,2
0,1
1
0,5
0,2
5
20
40
60
80
100
120
140
ω × 10⁻³ сек⁻¹

Рис. 13



R
а)
0,8
0,6
0,4
0,2
Л
1
10
20
30
20
100
180
260
340
420
500
$\omega \times 10^{-3}$ сек$^{-1}$
R
б)
0,4
0,3
0,2
0,1
20
30
10
1
Л
1
Л
30
20
40
60
80
100
120
140
$\omega \times 10^{-3}$ сек$^{-1}$

Рис. 14

Л и т е р а т у р а

I. А.В.Гуревич, А.Б.Шварцбург. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. "Наука", М., 1973.

2. И.М.Виленский, В.В.Плоткин. Геомагнетизм и аэрономия, 13, № 3, 526, 1973.

3. В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. "Наука", М., 1967.

4. Я.Л.Альперт. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. "Наука", М., 1972.

5. Э.И.Гинзбург. Изв. ВУЗов. Радиофизика, 7, № 6, 1041, 1964.

6. А.В.Гуревич. Некоторые вопросы теории распространения сильных радиоволн в плазме. Канд.диссерт., М., 1956.

7. В.В.Плоткин. О роли процессов переноса при воздействии на нижнюю ионосферу радиоволн большой мощности. - В сб.: Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма. Новосибирск, 1974.

8. Л.М.Бреховских. Волны в слоистых средах. "Наука", М., 1973.

9. И.С.Шлюгер. Письма в ЖЭТФ, 20, № II, 722, 1974.

ОБ ОТРАЖЕНИИ РАДИОВОЛН ОТ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ СРЕДЫ

В.В.Плоткин

Ниже рассматривается вопрос о влиянии искусственных неоднородностей, создаваемых в поле мощных радиоволн, на величину их взаимодействия в случае, когда существенен квазипериодический характер этих неоднородностей. В /I/ указывалось, например, на возможность образования в ионосфере своеобразной дифракционной "решетки" в области, лежащей ниже точки отражения мощной волны, где распределение амплитуды поля соответствует стоячей волне. В этом случае зависимость от высоты таких параметров ионосферы как эффективная частота соударений и электронная концентрация содержит, в частности, пространственные гармоники с длиной волны $\sim \lambda/2$ (λ - длина мощной волны). Интересный случай образования квазипериодических неоднородностей возможен при взаимодействии обыкновенной и необыкновенной компонент в магнитоактивной среде /2/:

вследствие различия фазовых скоростей нормальных составляющих возмущения параметров ионосферы содержат пространственные гармоники с разностным волновым вектором.

В связи со сказанным представляется важным выяснить, какое влияние может оказывать наличие квазипериодической зависимости параметров ионосферы от высоты на величину коэффициента отражения волны. В связи с этим отметим работу /3/, в которой наличием таких неоднородностей в области ниже точки отражения волны делается попытка объяснить размытие ионосферных характеристик F - слоя, обнаруженное в эксперименте /4/ по изучению воздействия мощной волны на верхние слои ионосферы.

Пусть в некоторой области высот имеется стоячая волна, образуемая мощными волнами, распространяющимися навстречу друг другу (например, в области ниже точки отражения). Мы не будем разбирать здесь механизм образования периодических неоднородностей, считая его известным. Рассмотрим распространение электромагнитных волн в среде с диэлектрической проницаемостью ε_0 и проводимостью σ_0 при наличии периодических возмущений $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\sigma$, так что $\varepsilon=\varepsilon_0+\Delta\varepsilon$ и $\sigma=\sigma_0+\Delta\sigma$. Для простоты будем считать невозмущенные значения диэлектрической проницаемости ε_0 и проводимости σ_0 независящими от координат. Пусть также для электрического поля E справедливо уравнение:

$$\frac{d^2E}{dz^2}+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon' E=0 \qquad (I)$$

(уравнение (I) имеет место, например, в одномерном случае для изотропной среды или при распространении одной нормальной моды - в анизотропной). Здесь: ω - частота волны, а $\varepsilon'=\varepsilon-i\frac{4\pi\sigma}{\omega}$ - комплексная диэлектрическая проницаемость среды. В невозмущенной среде волновой вектор волн с частотой ω при слабом поглощении определяется соотношением: $k^2=\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0$. Ищем решение (I) в виде двух волн с амплитудами a_1 и a_2, распространяющимися навстречу друг другу вдоль оси z (временной множитель $e^{i\omega t}$ опускаем):

$$E=a_1(z)e^{ikz}+a_2(z)e^{-ikz}. \qquad (2)$$

Распространяющиеся волны (2) в нелинейной среде могут вызывать периодические возмущения $\Delta\varepsilon$ и $\Delta\sigma$. В соответствии со сказанным выше считаем эти возмущения известными и записываем их в виде:

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_0}=\delta e^{2ikz}+\delta^* e^{-2ikz}\ , \quad \frac{4\pi\Delta\sigma}{\omega\varepsilon_0}=\beta e^{2ikz}+\beta^* e^{-2ikz} \qquad (3)$$

Здесь δ и β – комплексные амплитуды рассматриваемых возмущений. Обозначая еще $\gamma=\frac{4\pi\sigma_0}{\omega\varepsilon_0}$ (очевидно, что $\gamma>0$, $\gamma>|\beta|$), можно записать (I) в виде:

$$\frac{d^2E}{dz^2}+k^2\left[1-i\gamma+(\delta-i\beta)e^{2ikz}+(\delta^*-i\beta^*)e^{-2ikz}\right]E=0. \qquad (4)$$

Рассмотрим на примере уравнения (4) и его решения в виде (2) характер влияния периодических возмущений на распространение волн в такой среде. Будем считать амплитуды волн a_1 и a_2 медленно меняющимися на расстояниях порядка $\sim k^{-1}$ функциями. Тогда из (4) для амплитуд $a_{1,2}$ гармоник $e^{\pm ikz}$ можно получить систему уравнений:

$$\frac{da_1}{dz}-\frac{k\gamma}{2}a_1+k\frac{\delta-i\beta}{2i}a_2=0\ , \quad \frac{da_2}{dz}+\frac{k\gamma}{2}a_2-k\frac{\delta^*-i\beta^*}{2i}a_1=0. \qquad (5)$$

При выводе (5) мы пренебрегли малыми членами $\sim k^{-2}\frac{d^2a_{1,2}}{dz^2}$. Если теперь считать, что амплитуды возмущений δ и β (3) слабо зависят от координат ("быстрая" зависимость нами в (3) выделена), то нетрудно получить решение (5) в виде:

$$a_1=C_1e^{\alpha z}+C_2e^{-\alpha z}, \quad a_2=\frac{i\gamma k-2i\alpha}{k(\delta-i\beta)}C_1e^{\alpha z}+\frac{i\gamma k+2i\alpha}{k(\delta-i\beta)}C_2e^{-\alpha z}. \qquad (6)$$

Здесь введены обозначения:

$$\alpha_1=\frac{k}{2}\sqrt{\frac{\gamma^2+|\delta|^2-|\beta|^2}{2}+\sqrt{\left(\frac{\gamma^2+|\delta|^2-|\beta|^2}{2}\right)^2+\left(Re(\delta\beta^*)\right)^2}}\ ,$$
$$\alpha_2=\frac{k}{2}\sqrt{-\frac{\gamma^2+|\delta|^2-|\beta|^2}{2}+\sqrt{\left(\frac{\gamma^2+|\delta|^2-|\beta|^2}{2}\right)^2+\left(Re(\delta\beta^*)\right)^2}}\ . \qquad (7)$$

В (7) принято, что $\alpha_1>0$, а знак α_2 выбирается аналогичным знаку величины $Re(\delta\beta^*)$. Наличие двух знаков в (7), соответствующее распространению в положительном и отрицательном направлении по оси z, учтено видом записи (6). Определим теперь произвольные постоянные, входящие в (6), следующим образом. Будем считать, что на среду с возмущениями диэлектрической проницаемости и проводимости в виде (3), расположенную при $z>0$, падает волна с амплитудой E_0 при $z=0$. Эта волна при распространении в такой среде будет, очевидно, отражаться возмущенным слоем. Определим коэффициент отражения от этих возмущений. В такой постановке задачи при $z \to \infty$ амплитуда отраженной волны, распространяющейся в отрицательном направлении по оси z, стремится к нулю: $a_1 \to 0$ при $z \to \infty$. Из этого условия, учитывая (6) и (7), получаем, что $C_1 = 0$. Вторая постоянная C_2 определяется амплитудой падающей волны при $z = 0$:

$$a_2(0) = E_0 \quad , \qquad C_2 = E_0 \frac{\kappa(\delta - i\beta)}{i\gamma\kappa + 2i\alpha} .$$

Для коэффициента отражения волны от среды с имеющимися в ней периодическими возмущениями ее параметров, определяемого при $z = 0$ отношением амплитуд отраженной и падающей волн, при этом получается выражение:

$$R = \frac{\kappa(\delta - i\beta)}{i\gamma\kappa + 2i\alpha} . \tag{8}$$

Рассмотрим выражение (8) для некоторых конкретных случаев. Пусть, например, $\gamma = \beta = 0$, поглощение отсутствует. В этом случае $\alpha_2 = 0$ и $R = \delta / i|\delta|$. Таким образом, коэффициент отражения R от возмущений (3) равен по модулю I, т.е. отражение является полным даже при очень малых возмущениях δ. Заметим, что "толщина" отражающего слоя L, как видно из (6), определяется величиной $\alpha_1 = \frac{\kappa|\delta|}{2}$ и связана, таким образом, с величиной возмущений диэлектрической проницаемости δ: $L \sim (\kappa|\delta|)^{-1}$. Чем меньше амплитуда этих возмущений, тем более толстый слой вызывает заметное отражение.

В более близком к реальному случае, когда, напротив, можно пренебречь возмущениями ε, учитывая лишь возмущения проводимости ($\delta = 0$), имеем:

$$R = -\frac{\beta}{\gamma + \sqrt{\gamma^2 - |\beta|^2}} , \qquad \alpha_1 = \frac{\kappa\sqrt{\gamma^2 - |\beta|^2}}{2} . \tag{9}$$

Таким образом, отражение в случае (9) будет сильным лишь при $|\beta| \sim \gamma$, то есть когда амплитуда рассматриваемых возмущений проводимости такого же порядка, как и сама проводимость. При этом "толщина" отражающего слоя должна быть значительной: $L \sim (\kappa\sqrt{\gamma^2 - |\beta|^2})^{-1}$. В случае малых возмущений $\gamma \gg |\beta|$ коэффициент отражения будет небольшим (9): $R = -\frac{\beta}{2\gamma}$. Это, очевидно, обусловлено тем, что "толщина" отражающего слоя ограничена затуханием падающей волны вследствие поглощения на расстоянии $\sim (\kappa\gamma)^{-1}$ от точки $z = 0$.

Как видно из приведенного упрощенного примера, влияние периодических неоднородностей в области распространения волны может заметно сказываться на условиях этого распространения, в частности, на отражении волны этой областью. Подчеркнем еще раз, что цель изложенного выше - лишь показать основные особенности влияния искусственных квазипериодических образований на отражение радиоволн. Например, не говоря уже о принятых упрощениях относительно параметров невозмущенной среды, при записи решения (6), (7) мы не учитывали, что в нелинейном случае амплитуды возмущений δ и β зависят от искомых амплитуд волн $a_{1,2}$, и решение поставленной задачи (5) при этих обстоятельствах находится более сложным образом. Однако уже и такое упрощенное рассмотрение показывает, что с учетом квазипериодических возмущений в среде, которые могут образоваться в ряде случаев, характеристики взаимодействия радиоволн существенно изменяются.

Литература

1. И.М.Виленский. ДАН СССР, 191, № 5, 1041, 1970.
2. А.А.Капельзон, В.В.Плоткин. Изв. ВУЗов. Радиофизика, т. 18, № 5, 1975.
3. T.A.Seliga. Journ. Atmos. Terr. Phys, 34, № 10, 1827, 1972.
4. W.F.Utlaut, E.I.Violette, A.K.Paul. Journ. Geophys. Res., 75, 6429, 1970.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ МОЩНЫХ РАДИОСИГНАЛОВ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ИОНОСФЕРЕ

А.А.Капельзон, В.В.Плоткин

Вопрос о нелинейных искажениях радиосигналов, распространяющихся в изотропной среде, рассматривался в /1/. При исследовании таких искажений, испытываемых сигналом в анизотропной среде, в общем случае необходим учет нелинейного взаимодействия обыкновенной и необыкновенной составляющих. В /2/ показано, что для монохроматических волн учет резонансного характера такого взаимодействия приводит к существенному изменению их поглощения и поляризации. В связи с этим рассмотрим ниже вопрос о нелинейных искажениях радиосигнала, распространяющегося в магнитоактивной плазме, учитывая взаимодействие его нормальных составляющих.

Пусть мощная модулированная волна с произвольной поляризацией распространяется вдоль оси z в однородной магнитоактивной плазме со столкновениями. Выбрана система координат с вектором постоянного магнитного поля $\vec{H}_0$, лежащим в плоскости Yz и составляющим угол α с осью z. Представим электрическое поле в виде суммы обыкновенной (индекс 2) и необыкновенной (индекс I) волн:

$$\vec{E}=\vec{E}_1 exp(i\omega t-i\frac{\omega}{c}n_1 z)+\vec{E}_2 exp(i\omega t-i\frac{\omega}{c}n_2 z) \tag{I}$$

где $\vec{E}_{I,2}=\vec{E}_{I,2}(t,z)$ являются медленно меняющимися функциями времени и координат; $n_{1,2}=\mu_{1,2}-i\varkappa_{1,2}$ – комплексные показатели преломления.

Считаем, что нелинейность среды обусловлена зависимостью эффективной частоты соударений от электронной температуры: при достаточной мощности волны становится существенным нагревание электронов плазмы. Работу $\bar{F}$, совершаемую электрическим полем волны над плазмой, можем записать в виде:

$$\bar{F}=\frac{1}{2}Re(\vec{j}\vec{E}^*)=\frac{\omega}{8\pi}\left\{|E_x|^2(-JmA)+|E_y|^2(-JmB)+2JmCJm(E_yE_x^*)\right\}=$$

$$=\frac{\omega}{8\pi}E_p^2\left\{2(1+|K_1|^2)\mu_1\varkappa_1|a_{1x}|^2e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_1 z}+2(1+|K_2|^2)\mu_2\varkappa_2|a_{2x}|^2e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_2 z}+\right. \tag{2}$$

$$+\frac{1}{2i}\left[(1+K_1K_2^*)(n_2^{*2}-n_1^2)a_{1x}a_{2x}^*e^{-i\frac{\omega}{c}(\mu_1-\mu_2)z}-(1+K_1^*K_2)(n_2^2-n_1^{*2})a_{1x}^*a_{2x}e^{i\frac{\omega}{c}(\mu_1-\mu_2)z}\right]\times$$

$$\left.\times e^{-\frac{\omega}{c}(\varkappa_1+\varkappa_2)z}\right\}.$$

Здесь $\vec{a}_{1,2}=\frac{\vec{E}_{1,2}}{E_p}$, $E_p=\sqrt{\frac{3Tm\delta\omega^2}{e^2}}$ – плазменное поле, $K_{I,2}$ – коэффициенты поляризации. Выражения для коэффициентов A, B, C через параметры плазмы $u=\frac{\omega_H^2}{\omega^2}$, $v=\frac{\omega_0^2}{\omega^2}$, $s=\frac{\nu}{\omega}$ можно найти в /3/.

При слабой нелинейности $\frac{T_e-T}{T}=w\ll 1$ решение уравнения энергетического баланса

$$\frac{\partial T_e}{\partial t}+\delta\nu(T_e)(T_e-T)=\frac{2}{3N}\bar{F} \tag{3}$$

представляется в виде:

$$w=w_0+w_1e^{i\frac{\omega}{c}(\mu_1-\mu_2)z}+w_2e^{-i\frac{\omega}{c}(\mu_1-\mu_2)z},$$

$$w_0=\frac{1}{vs}\left\{2(1+|K_1|^2)\mu_1\varkappa_1\alpha_1e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_1 z}+2(1+|K_2|^2)\mu_2\varkappa_2\alpha_2e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_2 z}\right\}, \tag{4}$$

$$\alpha_{1,2}(t,z)=\delta\nu_0\int_0^\infty|a_{1,2x}(t-u,z)|^2 e^{-\delta\nu_0 u}du,$$

$$w_1=w_2^*=-\frac{1}{2i\omega s}(1+\kappa_1^*\kappa_2)(n_2^2-n_1^{*2})\alpha_3 e^{-\frac{\omega}{c}(\varkappa_1+\varkappa_2)z}, \tag{4}$$

$$\alpha_3(t,z)=\delta\nu_0\int_0^\infty a_{1x}^*(t-u,z)a_{2x}(t-u,z)e^{-\delta\nu_0 u}du.$$

Как видно из (4), при нагревании электронной компоненты в поле (I) в плазме образуются пространственные гармоники температуры $w_{1,2}$ с характерным размером $\sim\left(\frac{1}{\lambda_1}-\frac{1}{\lambda_2}\right)^{-1}$. Это явление связано с анизотропией проводимости среды и изменением при распространении эллипса поляризации волны вследствие различия фазовых скоростей нормальных составляющих /2/.

Исходной системой уравнений для определения амплитуд $\vec{a}_{1,2}$ являются волновое уравнение

$$\Delta\vec{E}-\operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{E}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}=\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial\vec{j}'}{\partial t} \tag{5а}$$

и материальное уравнение

$$\frac{\partial\vec{j}'}{\partial t}+\nu(T_e)\vec{j}'+\omega_H\frac{\vec{j}'\times\vec{H}_0}{H_0}=\frac{\omega_0^2}{4\pi}\vec{E} . \tag{5б}$$

Используя метод усреднения /4/, отсюда можно получить:

$$-\frac{\omega^2}{c^2}(n_{1,2}^2-A)a_{1,2x}+i\frac{\omega^2}{c^2}Ca_{1,2y}-2i\frac{\omega}{c}n_{1,2}\frac{\partial a_{1,2x}}{\partial z}-i\left\{\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\frac{\omega^2}{c^2}n_{1,2}^2\right]-i\frac{\omega^2}{c^2}C\frac{\partial\kappa_{1,2}}{\partial\omega}\right\}\frac{\partial a_{1,2x}}{\partial t}+$$

$$+\gamma\nu_0 w_0\left\{\frac{\partial}{\partial\nu_0}\left[\frac{\omega^2}{c^2}n_{1,2}^2\right]-i\frac{\omega^2}{c^2}C\frac{\partial\kappa_{1,2}}{\partial\nu_0}\right\}a_{1,2x}+\gamma\nu_0 w_{2,1}\left\{\frac{\partial}{\partial\nu_0}\left[\frac{\omega^2}{c^2}n_{2,1}^2\right]-i\frac{\omega^2}{c^2}C\frac{\partial\kappa_{2,1}}{\partial\nu_0}\right\}a_{2,1x}=0, \tag{6а}$$

$$-\frac{\omega^2}{c^2}(n_{1,2}^2-B)a_{1,2y}-i\frac{\omega^2}{c^2}Ca_{1,2x}-2i\frac{\omega}{c}n_{1,2}\frac{\partial a_{1,2y}}{\partial z}-i\left\{\frac{\partial}{\partial\omega}\left[\frac{\omega^2}{c^2}n_{1,2}^2\right]+i\frac{\omega^2}{c^2}C\frac{\partial\kappa_{2,1}}{\partial\omega}\right\}\frac{\partial a_{1,2y}}{\partial t}+$$

$$+\gamma\nu_0 w_0\left\{\frac{\partial}{\partial\nu_0}\left[\frac{\omega^2}{c^2}n_{1,2}^2\right]+i\frac{\omega^2}{c^2}C\frac{\partial\kappa_{2,1}}{\partial\nu_0}\right\}a_{1,2y}+\gamma\nu_0 w_{2,1}\left\{\frac{\partial}{\partial\nu_0}\left[\frac{\omega^2}{c^2}n_{2,1}^2\right]+i\frac{\omega^2}{c^2}C\frac{\partial\kappa_{1,2}}{\partial\nu_0}\right\}a_{2,1y}=0, \tag{6б}$$

$$a_{1,2z}=-\frac{\varepsilon'_{zi}a_{1,2i}}{\varepsilon'_{zz}}-\gamma\nu_0\left[w_0 a_{1,2i}\frac{\partial}{\partial\nu_0}\left(\frac{\varepsilon'_{zi}}{\varepsilon'_{zz}}\right)+w_{2,1}a_{2,1i}\frac{\partial}{\partial\nu_0}\left(\frac{\varepsilon'_{zi}}{\varepsilon'_{zz}}\right)\right]-i\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\frac{\varepsilon'_{zi}}{\varepsilon'_{zz}}\right)\frac{\partial a_{1,2i}}{\partial t} . \tag{6в}$$

При выводе (6) считалось, что $\nu(T_e)=\nu_0(T_e/T)^\gamma$. В уравнении (6в) индекс i, по которому производится суммирование, принимает значения x и y; ε'_{ik} – тензор комплексной диэлектрической проницаемости в линейном приближении (заметим, что система (6) формально получается из уравнений (5), записанных для монохроматической волны, заменой $\omega \to \omega - i\frac{\partial}{\partial t}$ и $\frac{\partial}{\partial z} \to i\frac{\omega}{c}n + \frac{\partial}{\partial z}$).

Определим изменение поляризации волн. Приняв $a_{1,2y} = K_{1,2}a_{1,2x} + \Delta_{1,2}$, из системы (6) получим:

$$\Delta_{1,2} = \frac{K_{1,2}}{K_{1,2}-K_{2,1}}\left\{-i\frac{\partial}{\partial\omega}(K_1+K_2)\frac{\partial a_{1,2x}}{\partial t} + i\delta\nu_0\omega_0\frac{\partial}{\partial\nu_0}(K_1+K_2)a_{1,2x} + i\delta\nu_0\omega_{21}\frac{K_{1,2}-K_{2,1}}{K_{1,2}}\frac{1}{C}\frac{\partial}{\partial\nu_0}(n^2_{2,1})a_{2,1x}\right\}. \quad (7)$$

Как видно из (6в) и (7), поляризация нормальных волн зависит от их амплитуд и характера модуляции.

С учетом изменения поляризации (7) для амплитуд $a_{1,2x}(t,z)$ из (6) находим уравнения:

$$2\frac{\omega}{c}n_{1,2}\frac{\partial a_{1,2x}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial\omega}\left(\frac{\omega^2}{c^2}n^2_{1,2}\right)\frac{\partial a_{1,2x}}{\partial t} = -i\delta\nu_0\frac{\omega^2}{c^2}\left\{\omega_0\frac{\partial}{\partial\nu_0}(n^2_{1,2})a_{1,2x} - iC\frac{\partial K_{2,1}}{\partial\nu_0}\omega_{2,1}a_{2,1x}\right\}. \quad (8)$$

Далее для простоты рассмотрим случай слабого поглощения $s = \frac{\nu_0}{\omega} \ll 1$. Пренебрегая членами $\sim s^2$, приводим систему (8) к виду (расплывание сигнала из-за дисперсии не учитывается):

$$\frac{\partial m_{1,2}}{\partial z} + \frac{1}{v_{1,2}}\frac{\partial m_{1,2}}{\partial t} = -4\delta\frac{\varkappa_{1,2}}{vs}\cdot\frac{\omega}{c}\Big\{(1-K^2_{10,20})\mu_{1,2}\varkappa_{1,2}\alpha_{1,2}m_{1,2}e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{1,2}z} +$$
$$+(1-K^2_{20,10})\mu_{2,1}\varkappa_{2,1}\left[\alpha_{2,1}m_{1,2}e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}z} + Re\beta\cdot b\cdot e^{-\frac{\omega}{c}(\varkappa_1+\varkappa_2)z}\right]\Big\} = u_{1,2}(t,z). \quad (9)$$

Здесь $m_{1,2} = |a_{1,2x}|^2$, $\frac{1}{v_{1,2}} = \frac{\partial}{\partial\omega}\left(\frac{\omega}{c}\mu_{1,2}\right)$, $K_{10,20} = K_{1,2}(s=0)$, $\beta(z,t) = a^*_{1x}a_{2x}\alpha^*_3$.

Выражение для b получено в /2/:

$$b = \frac{ctg^2\alpha}{ctg^2\alpha + [1+\eta^2(1+ctg^2\alpha)][1+4\eta^2 ctg^2\alpha(1+ctg^2\alpha)]}, \quad \eta^2 = \frac{(1-v)^2}{u} = \frac{(\omega^2-\omega_0^2)^2}{\omega^2\omega_H^2}.$$

Решение уравнений (9) формально записывается в виде:

$$m_{1,2}(t,z) = m_{10,20}(\theta_{1,2}) - \int_0^z u_{1,2}\left(\theta_{1,2} + \frac{z'}{v_{1,2}}, z'\right)dz', \quad \theta_{1,2} = t - \frac{z}{v_{1,2}},$$
$$m_{10,20}(t) = m_{1,2}(t, z=0). \quad (10)$$

При слабой нелинейности функции $u_{1,2}(t,z)$ можно считать известными, зависящими от $a_{1,2x}(t,z) = a_{10,20}(\theta_{1,2})$, где $a_{10,20}(t) = a_{1,2x}(t, z=0)$. Таким образом, формулы (4), (9) и (10) описывают амплитудные искажения радиосигнала при его распространении в магнитоактивной плазме с учетом взаимодействия нормальных составляющих. Для фазы сигнала в рассматриваемом случае $s \ll 1$ из (8) получаются уравнения:

$$\frac{\partial \varphi_{1,2}}{\partial z} + \frac{1}{v_{1,2}} \frac{\partial \varphi_{1,2}}{\partial t} = \mp 2\gamma \frac{\varkappa_{1,2}}{v s} \frac{\omega}{c} (1 - \kappa^2_{20,10}) \mu_{2,1} \varkappa_{2,1} b \cdot \operatorname{Jm} \beta \cdot e^{-\frac{\omega}{c}(\varkappa_1 + \varkappa_2) z} \times \frac{1}{m_{1,2}}, \qquad (\mathrm{II})$$

где считалось, что $a_{1,2x} = \sqrt{m_{1,2}}\, e^{i\varphi_{1,2}}$. Из (4), (9), (II) видно, что если $\varphi_{1,2} = const$ при $z = 0$, то есть начальная фазовая модуляция отсутствует, то при распространении она также не возникает (в рассматриваемом приближении $s \ll 1$), а постоянный сдвиг фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ на характер искажений амплитудной модуляции не влияет. Если же волна модулирована по фазе, то резонансное взаимодействие нормальных составляющих, вообще говоря, приводит к появлению их амплитудной модуляции (9).

Воспользовавшись полученными соотношениями, рассмотрим распространение прямоугольного радиоимпульса длительности T. Тогда $m_{10,20}(t) = 0$ при $t < 0$, $t > T$ и $m_{10,20}(t) = \rho_{1,2}$ при $0 < t < T$. Для определенности считаем, что $v_1 < v_2$ (при выполнении обратного неравенства в полученных ниже выражениях следует поменять местами индексы I и 2). Из (IO) для расстояний $z \geqslant z_0 = T v_- \left(\frac{1}{v_-} = \frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right)$, где "обыкновенный" и "необыкновенный" импульсы распространяются уже раздельно, получим $(0 < \theta_{1,2} < T)$:

$$m_1(t,z) = m_{10}(\theta_1) - 2\gamma \frac{\varkappa_1}{v s} \rho_1 \Big\langle (1-\kappa^2_{10}) \mu_1 \rho_1 (1 - e^{-\rho_1})(1 - e^{-\chi_1}) + (1 - \kappa^2_{20}) \mu_2 \rho_2 \times$$
$$\times \left\{ \left[1 - e^{-\xi_2(\tau - \rho_1)} \right] + \frac{\xi_2}{1+\xi_2} \left[e^{-\tau} e^{-\xi_2(\tau-\rho_1)} - e^{-\rho_1} \right] + (e^{\tau} - 1) \frac{\xi_2 e^{-\rho_1}}{1+\xi_2} \left[e^{-(\tau-\rho_1)(1+\xi_2)} - e^{-\chi_2/\xi_2} e^{-\chi_2} \right] \right\} + \qquad (\mathrm{I2})$$
$$+ (1-\kappa^2_{20}) \mu_2 \rho_2 \frac{2 b \varkappa_2}{\varkappa_1 + \varkappa_2} \left\{ \left[1 - e^{-\xi_3(\tau - \rho_1)} \right] + \frac{\xi_3}{1+\xi_3} \left[e^{-\tau} e^{-\xi_3(\tau - \rho_1)} - e^{-\rho_1} \right] \right\} \Big\rangle,$$

$$m_2(t,z) = m_{20}(\theta_2) - 2\gamma \frac{\varkappa_2}{v s} \rho_2 \Big\langle (1-\kappa^2_{20}) \mu_2 \rho_2 (1 - e^{-\rho_2})(1 - e^{-\chi_2}) + (1 - \kappa^2_{10}) \mu_1 \rho_1 \Big\{ \Big[(1 - e^{-\xi_1 \rho_2}) -$$
$$- \frac{\xi_1}{1 - \xi_1} (e^{-\xi_1 \rho_2} - e^{-\rho_2}) \Big] + \frac{2 b \varkappa_1}{\varkappa_1 + \varkappa_2} \left[(1 - e^{-\xi_3 \rho_2}) - \frac{\xi_3}{1-\xi_3} (e^{-\xi_3 \rho_2} - e^{-\rho_2}) \right] \Big\} \Big\rangle. \qquad (\mathrm{I3})$$

Здесь: $\delta\nu_0 T = \tau$, $\delta\nu_0 \theta_1 = \rho_1$, $\delta\nu_0 \theta_2 = \rho_2$, $2\frac{\omega}{c}\varkappa_1 \frac{v_-}{\delta\nu_0} = \xi_1$, $2\frac{\omega}{c}\varkappa_2 \frac{v_-}{\delta\nu_0} = \xi_2$, $\frac{\omega}{c}(\varkappa_1 + \varkappa_2)\frac{v_-}{\delta\nu_0} = \xi_3$, $2\frac{\omega}{c}\varkappa_1 z = \chi_1$, $2\frac{\omega}{c}\varkappa_2 z = \chi_2$, $\frac{\omega}{c}(\varkappa_1 + \varkappa_2) = \chi_3$.

Если $z < z_0$ (импульсы еще не разошлись), то выражения для амплитуд $m_{1,2}$ передней и задней частей импульсов будут даваться различными формулами.

Так, для передней части импульса $m_1(t,z)$ $\left(0<\theta_1<T-\frac{z}{v_-}\right)$ будем иметь:

$$m_1(t,z)=m_{10}(\theta_1)-2\gamma\frac{\varkappa_1}{vS}\rho_1\Big\langle(1-K_{10}^2)\mu_1\rho_1(1-e^{-\rho_1})(1-e^{-\chi_1})+(1-K_{20}^2)\mu_2\rho_2\times$$
$$\times\left\{\left[(1-e^{-\chi_2})-\frac{\xi_2 e^{-\rho_1}}{1+\xi_2}(1-e^{-\chi_2/\xi_2}e^{-\chi_2})\right]+\beta\left[(1-e^{-\chi_3})-\frac{\xi_3 e^{-\rho_1}}{1+\xi_3}(1-e^{-\chi_3/\xi_3}e^{-\chi_3})\right]\right\}\Big\rangle . \qquad (14)$$

Выражение для амплитуды задней части импульса $m_1\left(T-\frac{z}{v_-}<\theta_1<T\right)$ совпадает с (12), а выражение для передней части $m_2\left(0<\theta_2<\frac{z}{v_-}\right)$ совпадает с (13). Для задней части импульса $m_2\left(\frac{z}{v_-}<\theta_2<T\right)$ получим:

$$m_2(t,z)=m_{20}(\theta_2)-2\gamma\frac{\varkappa_2}{vS}\rho_2\Big\langle(1-K_{20}^2)\mu_2\rho_2(1-e^{-\rho_2})(1-e^{-\chi_2})+(1-K_{10}^2)\mu_1\rho_1\left\{\left[(1-e^{-\chi_1})-\right.\right.$$
$$\left.\left.-\frac{\xi_1 e^{-\rho_2}}{1-\xi_1}(e^{\chi_1/\xi_1}e^{-\chi_1}-1)\right]+\frac{2\beta\varkappa_1}{\varkappa_1+\varkappa_2}\left[(1-e^{-\chi_3})-\frac{\xi_3 e^{-\rho_2}}{1-\xi_3}(e^{\chi_3/\xi_3}e^{-\chi_3}-1)\right]\right\}\Big\rangle . \qquad (15)$$

Если взаимодействующие импульсы достаточно длинные, так что $2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}v_-T\gg 1$, то для практически реализуемых в ионосфере расстояний $(z\ll z_0=v_-T)$ амплитуды импульсов можно представить в виде:

$$m_{1,2}(t,z)=m_{10,20}(\theta_{1,2})-2\gamma\frac{\varkappa_{1,2}}{vS}\rho_{1,2}(1-e^{-\rho_{1,2}})\Big\{(1-K_{10,20}^2)\mu_{1,2}\rho_{1,2}(1-e^{-\chi_{1,2}})+$$
$$+(1-K_{20,10}^2)\mu_{2,1}\rho_{2,1}\left[(1-e^{-\chi_{2,1}})+\beta\frac{2\varkappa_{2,1}}{\varkappa_1+\varkappa_2}(1-e^{-\chi_3})\right]\Big\} . \qquad (16)$$

Данное выражение соответствует случаю, когда нелинейными искажениями, обусловленными различием групповых скоростей импульсов, можно пренебречь.

Заметим, что в ионосфере условие применимости (16) нарушается для сравнительно коротких импульсов. Так, при N = 10^3 см$^{-3}$, ν = $3\cdot10^5$ сек$^{-1}$, ω_H = $9\cdot10^6$ сек$^{-1}$ (нижняя ионосфера) и при ω = $6{,}3\cdot10^6$ сек$^{-1}$ ($u\simeq 2$), α = 15^0 имеем $\varkappa_1$ = $8\cdot10^{-3}$, $\varkappa_2$ = $6\cdot10^{-4}$, v_1 = $2{,}5\cdot10^5$ км/сек v_2 = $2{,}9\cdot10^5$ км/сек, v_- = $1{,}8\cdot10^6$ км/сек, а выражение (16) применимо уже при $T>\frac{10^{-2}}{\delta\nu_0}$ (для обыкновенной волны 2) и при $T>\frac{0{,}1}{\delta\nu_0}$ (для необыкновенной волны 1). При приближении к области гирорезонанса ($1-u-v+uv\cos^2\alpha=0$) различие групповых скоростей становится, однако, существенным, и необходимо пользоваться соотношениями (12-15). В этом случае вследствие заметного "смещения" импульсов друг относительно друга при распространении существенно изменяется характер их взаимного влияния.

На рис.I приводятся кривые, характеризующие вклад взаимодействия импульсов в их нелинейные искажения $\Delta m_{1,2}/P_{2,1}$ (сплошные кривые соответствуют выражениям (I2-I5), пунктирные - (I6); z = 30 км, $v\approx 0{,}04$, $s\approx 0{,}035$, u = I,I). Видно, что различие групповых скоростей импульсов при исследовании их нелинейных искажений в указанном случае может быть существенным.

Аналогичная картина наблюдается при распространении в анизотропной ионосфере синусоидально модулированных радиоволн. Если положить при $z=0$ $a_{1,2}=\sqrt{p_{1,2}}\,(1+M\cos\Omega t)$, то для нелинейных искажений такого сигнала в точке z можно получить выражения:

$$a_{1,2}(t,z)=\sqrt{p_{1,2}}\,A_{1,2}\left\{1+M^{(\Omega)}_{1,2}\cos\left[\Omega\theta_{1,2}+\varphi^{(\Omega)}_{1,2}\right]+M^{(2\Omega)}_{1,2}\cos\left[2\Omega\theta_{1,2}+\varphi^{(2\Omega)}_{1,2}\right]+M^{(3\Omega)}_{1,2}\cos\left[3\Omega\theta_{1,2}+\varphi^{(3\Omega)}_{1,2}\right]\right\},$$

$$A_{1,2}=1-2\gamma\frac{\omega}{c}\frac{\varkappa_{1,2}}{vs}\left[(1-K^2_{10,20})\mu_{1,2}\varkappa_{1,2}K^{(1)}_{1,2}+(1-K^2_{20,10})\mu_{2,1}\varkappa_{2,1}\left(K^{(2)}_{1,2}+\delta K^{(3)}_{1,2}\right)\right],$$

$$\theta_{1,2}=t-\frac{z}{v_{1,2}}\,,\quad K^{(1)}_{1,2}=\frac{p_{1,2}}{2\frac{\omega}{c}\varkappa_{1,2}}\left(1-e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{1,2}z}\right)\left[1+M^2\left(\frac{1}{2}+\frac{\delta^2\nu_0^2}{\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}\right)\right],$$

$$K^{(2)}_{1,2}=\frac{p_{2,1}}{2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}}\left\{\left(1+\frac{M^2}{2}\right)\left(1-e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}z}\right)+\frac{2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}}{\left(2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}\right)^2+\left(\frac{\Omega}{v_-}\right)^2}\frac{\delta\nu_0 M^2}{\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}\left[\left(2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}\delta\nu_0\pm\frac{\Omega^2}{v_-}\right)\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\left(1-e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}z}\cos\Omega\frac{z}{v_-}\right)\mp\left(2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}\Omega\mp\delta\nu_0\frac{\Omega}{v_-}\right)e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}z}\sin\Omega\frac{z}{v_-}\right]\right\},$$

$$K^{(3)}_{1,2}=\frac{p_{2,1}}{\frac{\omega}{c}\varkappa_+}\left\{\left(1+\frac{M^2}{2}\frac{\delta^2\nu_0^2}{\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}\right)\left(1-e^{-\frac{\omega}{c}\varkappa_+z}\right)+\frac{\frac{\omega}{c}\varkappa_+}{\left(\frac{\omega}{c}\varkappa_+\right)^2+\left(\frac{\Omega}{v_-}\right)^2}\frac{M^2}{2}\left[\left(\frac{\omega}{c}\varkappa_++\delta\nu_0\frac{\frac{\omega}{c}\varkappa_+\delta\nu_0\mp\frac{\Omega^2}{v_-}}{\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}\right)\times\right.\right.$$
$$\left.\left.\times\left(1-e^{-\frac{\omega}{c}\varkappa_+z}\cos\Omega\frac{z}{v_-}\right)\pm\left(\pm\frac{\Omega}{v_-}+\delta\nu_0\frac{\frac{\omega}{c}\varkappa_+\pm\delta\nu_0\frac{\Omega}{v_-}}{\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}\right)e^{-\frac{\omega}{c}\varkappa_+z}\sin\Omega\frac{z}{v_-}\right]\right\},\quad \varkappa_+=\varkappa_1+\varkappa_2,$$

$$M^{(\Omega)}_{1,2}=M\left\{1-2\gamma\frac{\omega}{c}\frac{\varkappa_{1,2}}{vs}\left[(1-K^2_{10,20})\mu_{1,2}\varkappa_{1,2}L^{(1)}_{1,2}+(1-K^2_{20,10})\mu_{2,1}\varkappa_{2,1}\left(L^{(2)}_{1,2}+\delta L^{(3)}_{1,2}\right)\right]\right\},$$

$$L^{(1)}_{1,2}=2p_{1,2}\frac{1-e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{1,2}z}}{2\frac{\omega}{c}\varkappa_{1,2}}\left[\frac{1-\frac{M^2}{2}}{\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}+\frac{\frac{M^2}{8}}{4\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}\right]\delta^2\nu_0^2\,, \qquad (I7)$$

$$L^{(2)}_{1,2}=\frac{p_{2,1}}{2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}}\left\{\frac{2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}(2-M^2)}{\left(2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}\right)^2+\left(\frac{\Omega}{v_-}\right)^2}\frac{\delta\nu_0}{\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}\left[\left(2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}\delta\nu_0\pm\frac{\Omega^2}{v_-}\right)\left(1-e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}z}\cos\Omega\frac{z}{v_-}\right)\mp\right.\right.$$
$$\mp\left.\left(2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}\Omega\mp\delta\nu_0\frac{\Omega}{v_-}\right)e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}z}\sin\Omega\frac{z}{v_-}\right]+\frac{2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}}{\left(2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}\right)^2+\left(\frac{2\Omega}{v_-}\right)^2}\frac{\delta\nu_0\frac{M^2}{4}}{4\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}\left[\left(2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}\delta\nu_0\pm\frac{4\Omega^2}{v_-}\right)\times\right.$$
$$\left.\left.\times\left(1-e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}z}\cos2\Omega\frac{z}{v_-}\right)\mp\left(4\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}\Omega\mp\delta\nu_0\frac{2\Omega}{v_-}\right)e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}z}\sin2\Omega\frac{z}{v_-}\right]\right\},$$

$$L_{1,2}^{(3)}=\frac{P_{2,1}}{\frac{\omega}{c}\varkappa_+}\left\langle\left(\frac{M^2}{4}-1+\frac{\delta^2\nu_0^2\left(1-\frac{M^2}{2}\right)}{\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}+\frac{\delta^2\nu_0^2\frac{M^2}{4}}{4\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}\right)\left(1-e^{-\frac{\omega}{c}\varkappa_+ z}\right)+\frac{\frac{\omega}{c}\varkappa_+}{\left(\frac{\omega}{c}\varkappa_+\right)^2+\left(\frac{\Omega}{v_-}\right)^2}\left\{\left(1-\frac{M^2}{2}\right)\times\right.\right.$$

$$\times\left(1+\frac{\delta^2\nu_0^2}{\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}\right)\left[\frac{\omega}{c}\varkappa_+\left(1-e^{-\frac{\omega}{c}\varkappa_+ z}\cos\Omega\frac{z}{v_-}\right)+\frac{\Omega}{v_-}e^{-\frac{\omega}{c}\varkappa_+ z}\sin\Omega\frac{z}{v_-}\right]\pm\left(1+\frac{M^2}{2}\right)\frac{\delta\nu_0\Omega}{\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}\left[\frac{\Omega}{v_-}\left(1-\right.\right. \qquad (17)$$

$$\left.\left.\left.-e^{-\frac{\omega}{c}\varkappa_+ z}\cos\Omega\frac{z}{v_-}\right)-\frac{\omega}{c}\varkappa_+e^{-\frac{\omega}{c}\varkappa_+ z}\sin\frac{\Omega z}{v_-}\right]\right\}-\frac{M^2}{4}\frac{\frac{\omega}{c}\varkappa_+}{\left(\frac{\omega}{c}\varkappa_+\right)^2+\left(\frac{2\Omega}{v_-}\right)^2}\left[\frac{\omega}{c}\varkappa_+\left(1-e^{-\frac{\omega}{c}\varkappa_+ z}\cos 2\Omega\frac{z}{v_-}\right)+\frac{2\Omega}{v_-}e^{-\frac{\omega}{c}\varkappa_+ z}\sin 2\Omega\frac{z}{v_-}\right]\right\rangle$$

и.т.п.

(ввиду громоздкости выражения для $M_{1,2}^{(2\Omega)}$, $M_{1,2}^{(3\Omega)}$ здесь не приводятся). Заметим, однако, что формулами (17) нужно пользоваться лишь для достаточно высоких частот модуляции $\Omega \geq 2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}v_-$, при которых существенно различие групповых скоростей нормальных составляющих. Так, в приведенном выше примере для $u \simeq 2$ эти формулы следует использовать лишь при $\Omega \gtrsim 6\cdot 10^2\delta\nu_0$ (для волны 2) и при $\Omega \gtrsim 60\,\delta\nu_0$ (для волны 1). Для низких частот модуляции $\Omega \ll 2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}v_-$ выражения (17) значительно упрощаются. Например:

$$M_{1,2}^{(\Omega)}=M\left\{1-2\gamma\frac{\omega}{c}\frac{\varkappa_{1,2}}{vs}\left[\left(1-K_{10,20}^2\right)\mu_{1,2}P_{1,2}\left(1-e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{1,2}z}\right)+\left(1-K_{20,10}^2\right)\mu_{2,1}P_{2,1}\left(1-e^{-2\frac{\omega}{c}\varkappa_{2,1}z}\right)+\right.\right. \qquad (18)$$

$$\left.\left.+\left(1-K_{20,10}^2\right)\mu_{2,1}\frac{2\delta\varkappa_{2,1}}{\varkappa_1+\varkappa_2}P_{2,1}\left(1-e^{-\frac{\omega}{c}(\varkappa_1+\varkappa_2)z}\right)\right]\left[\frac{1-\frac{M^2}{2}}{\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}+\frac{\frac{M^2}{8}}{4\Omega^2+\delta^2\nu_0^2}\right]\delta^2\nu_0^2\right\}.$$

Из (18) видно, что в этом случае в анизотропной среде по сравнению с соответствующими результатами, приведенными в /1/, меняется лишь эффективное нагревание.

Как уже указывалось, при приближении к области гирорезонанса различие групповых скоростей нормальных составляющих может быть существенным. Характер дополнительных изменений коэффициентов модуляции первой гармоники по Ω, обусловленных "смещением" волн при распространении, ясен из рис.2. Здесь приводятся кривые, характеризующие вклад взаимодействия нормальных волн в изменение коэффициентов модуляции в зависимости от частоты Ω. Сплошные кривые изображают величину $\left(\frac{\Delta M_{1,2}}{MP_{2,1}}\right)_{\text{вз.}}=-2\gamma\frac{\omega}{c}\frac{\varkappa_{1,2}}{vs}\frac{(1-K_{20,10}^2)\mu_{2,1}\varkappa_{2,1}}{P_{2,1}}L_{1,2}^{(2)}$ из (17), пунктир – соответствующую величину из (18). Считалось, что $u = 1,1$, $z = 50$ км. Из рис.2 видно, что учет различия групповых скоростей нормальных составляющих может приводить к осцилляциям коэффициента демодуляции с частотой Ω, а также к усилению модуляции (отрицательной демодуляции).

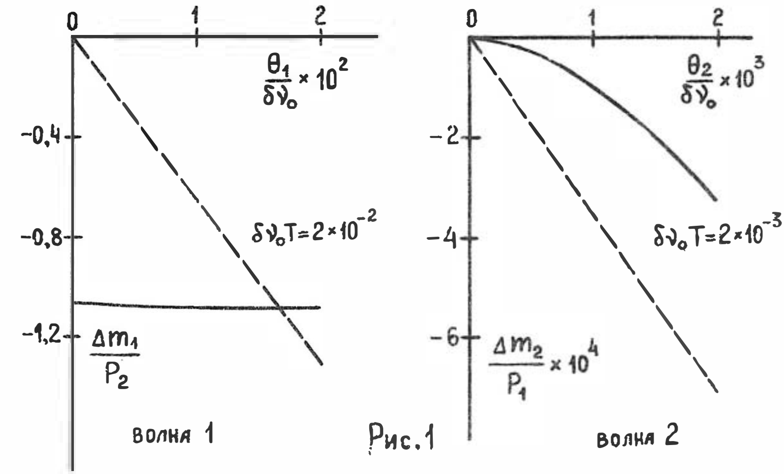

0
1
2
$\frac{\theta_1}{\delta\nu_0} \times 10^2$
-0,4
-0,8
-1,2
$\delta\nu_0 T = 2\times10^{-2}$
$\frac{\Delta m_1}{P_2}$
волна 1
0
1
2
$\frac{\theta_2}{\delta\nu_0} \times 10^3$
-2
-4
-6
$\delta\nu_0 T = 2\times10^{-3}$
$\frac{\Delta m_2}{P_1} \times 10^4$
волна 2

Рис.1

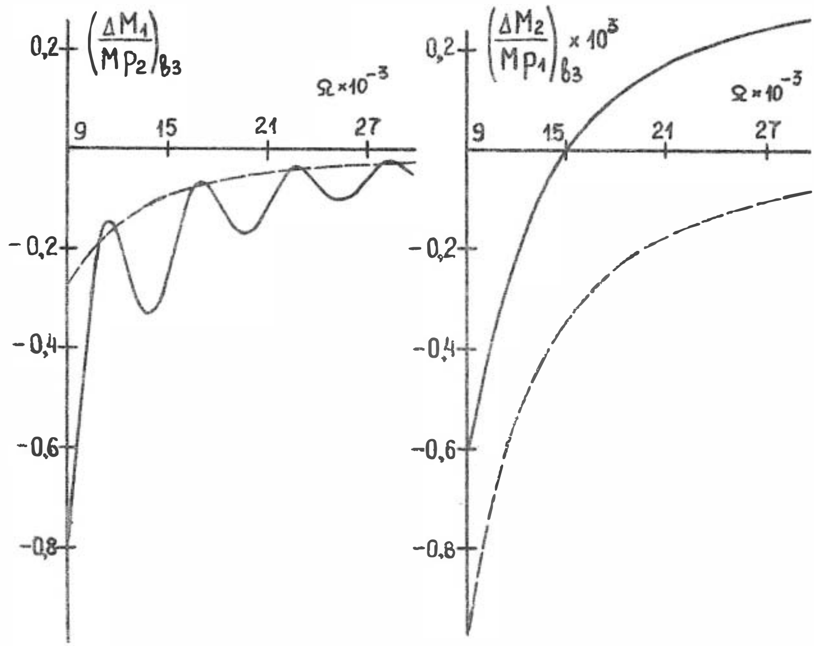

$\left(\frac{\Delta M_1}{M p_2}\right)_{в з}$
0,2
-0,2
-0,4
-0,6
-0,8
$\Omega \times 10^{-3}$
9
15
21
27
$\left(\frac{\Delta M_2}{M p_1}\right)_{в з} \times 10^3$
0,2
-0,2
-0,4
-0,6
-0,8
$\Omega \times 10^{-3}$
9
15
21
27

Рис. 2

Авторы благодарят И.М.Виленского за обсуждение полученных результатов.

Л и т е р а т у р а

I. В.В.Плоткин. Изв.ВУЗов. Радиофизика, 14, № 10, 1488, 1971; в сб.: Вопросы исследования нижней ионосферы, стр.11, 1972.
2. А.А.Капельзон, В.В.Плоткин. Изв. ВУЗов. Радиофизика, 18, № 5, 1975.
3. В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. "Наука", М., 1967.
4. Н.Н.Боголюбов, Ю.А.Митропольский. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Физматгиз, М., 1974.

ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В D -ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ ВНЕЗАПНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Е.А.Бенедиктов, Л.В.Гришкевич, В.А.Иванов,
В.В.Подмосков, Ф.А.Флат, Е.В.Шлыков

К числу наиболее интересных явлений, происходящих в D - области ионосферы, относятся внезапные ионосферные возмущения(ВИВ). Они характеризуются в первую очередь резким, но кратковременным повышением электронной концентрации на высотах D - области. Из-за невозможности точного прогнозирования ВИВ и трудностей определения параметров ионосферной плазмы число измерений профилей электронной концентрации во время ВИВ невелико. В этой связи представляется полезным изложить результаты наблюдений двух ВИВ, проведенных методом обратного рассеяния в Горьком в 1974 г.

Методика эксперимента. Так же, как и в предыдущей серии наблюдений 1969-1970 гг. /1,2/, эксперимент проводился на частоте 5,75 Мгц. При этом, однако, эффективная мощность соответствующей установки была значительно увеличена за счет использования более высоконаправленной антенны и усовершенствованной выходной колебательной системы передатчика.

Если ранее излучение велось на четырехдипольную антенну, а прием - на синфазную решетку, состоящую из 36 пар скрещенных диполей, то в 1974 г. применялась одна приемо-передающая антенна, число элементов которой было повышено до 48.

В качестве колебательной системы выходного каскада передатчика (взамен применявшейся ранее в 1969-1970 гг. схемы /3/) был использован объемный резонатор тороидального типа /4/. В результате этого был достигнут высокий КПД каскада $\sim$ 0,9-0,95 и улучшилось согласование с антенной, что в итоге позволило увеличить излучаемую мощность. Опыт работы с новым контуром показал хорошую надежность и эффективность применения резонатора в качестве низкоомной нагрузки выходного каскада КВ-передатчика.

Методика измерений была аналогична описанной в /2/. Запись амплитуд обыкновенной и необыкновенной компонент обратно рассеянных сигналов велась на перфоленту, после чего с помощью ЭВМ рассчитывались высотные зависимости $N(h)$ (см. подробно /5/). Одновременно с регистрацией обратно рассеянных сигналов определялась величина аномального поглощения радиоволн радиоастрономическим методом на частоте 13 Мгц и снимались ионограммы на станции АИС.

Полученные результаты. На рис.1 показаны три профиля $N(h)$, полученные в последовательные интервалы времени для ВИВ 19.IV-1974 г., а на рис.2 - четыре распределения $N(h)$ для ВИВ 4.VII-1974 г. Кривой 4 на рис.1 и кривой 5 на рис.2 изображены типичные высотные зависимости электронной концентрации, отвечающие спокойным условиям ионосферы соответственно в весенний и летний периоды года. Временной ход $\Gamma(t)$ аномального поглощения радиоволн во время ВИВ 4.VII-1974 г. приведен на рис.3 (для ВИВ 19.IV-1974 г. получить зависимость $\Gamma(t)$ не удалось). Из рис.3 видно, что начало ВИВ 4 июля 1974 г. отличалось очень резким ростом величины аномального поглощения - последняя достигала максимального значения в 7,6 дб всего лишь за 3 мин. Этой фазе развития возмущения соответствует профиль 1 на рис.2. Обратим внимание на довольно глубокий минимум в распределении $N(h)$ на высотах 65-67 км. На следующей по времени кривой этот минимум стал сравнительно небольшим, а на кривой 3 он отсутствует. Наличие такого минимума $N(h)$ трудно полностью объяснить особенностями спектра ионизирующего излучения. Появление подобных экстремумов $N(h)$ в периоды ВИВ регистрировалось ранее /2/. Пример возмущения 4.VII-1974 г. показывает, что наиболее ярко минимум $N(h)$ проявляется в фазе развития возмущения.

Что касается более слабого возмущения 19.IV-1974 г., отметим довольно небольшое увеличение электронной концентрации в верхней

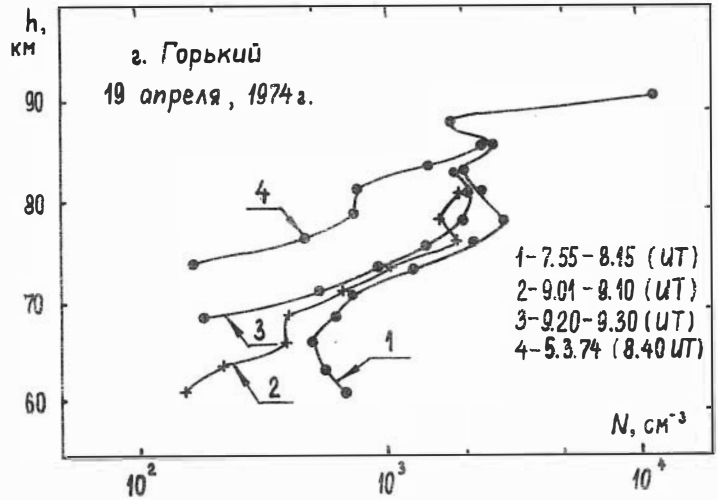

h, км
г. Горький
19 апреля, 1974 г.
90
80
70
60
4
3
2
1
1-7.55-8.15 (UT)
2-9.01-9.10 (UT)
3-9.20-9.30 (UT)
4-5.3.74 (8.40 UT)
N, см⁻³
10²
10³
10⁴

Рис. 1

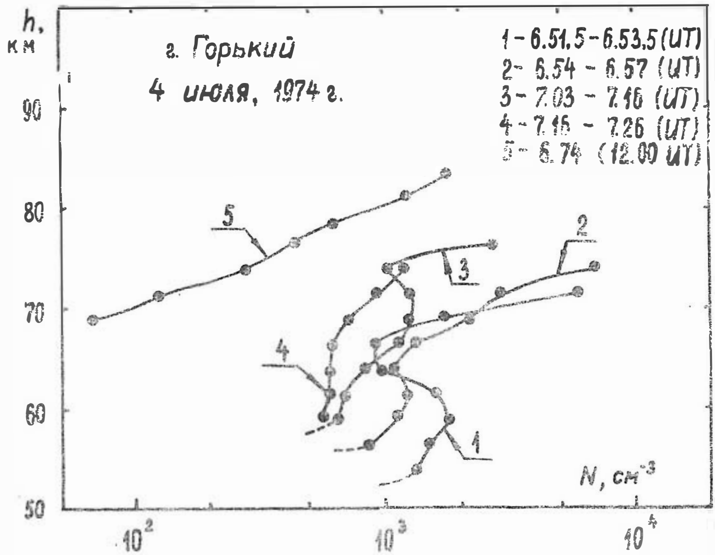

h, км
г. Горький
4 июля, 1974 г.
1-6.51,5-6.53,5 (UT)
2-6.54-6.57 (UT)
3-7.03-7.10 (UT)
4-7.15-7.26 (UT)
5-6.74 (12.00 UT)
90
80
70
60
50
5
3
2
4
1
N, см⁻³
10²
10³
10⁴

Рис. 2

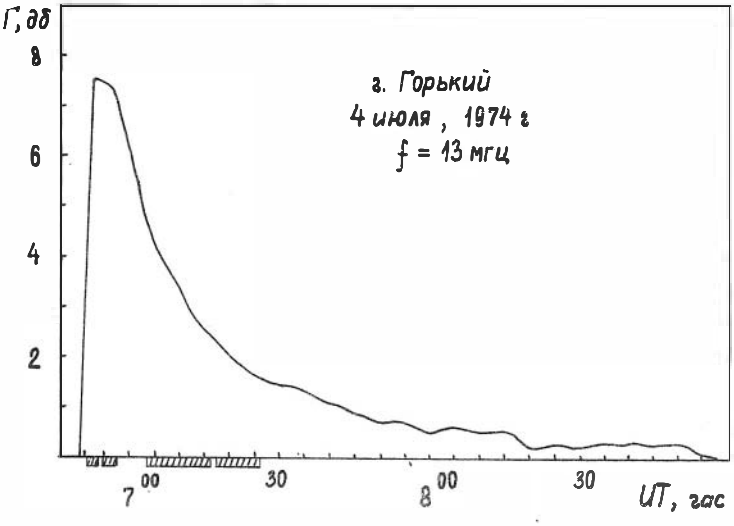


Рис.3

части D - области и более быстрый процесс рекомбинации в диапазоне 60-70 км по сравнению с высотами 70-80 км. Некоторые мелкие вариации полученных профилей $N(h)$ (например, на кривой I рис.I в области 88 км и на кривой 3 рис.2 в области 74 км) скорее всего обусловлены ошибками измерений, а не истинными изменениями концентрации электронов.

Более детальный анализ результатов измерений $N(h)$ будет сделан при сопоставлении с данными рентгеновского излучения Солнца.

Авторы выражают благодарность А.И.Ежову, Л.М.Елхиной за помощь в проведении эксперимента и в обработке полученных данных.

Литература

I. В.В.Беликович, Е.А.Бенедиктов, Л.В.Гришкевич, В.А.Иванов, Г.Н. Комраков, В.В.Подмосков, Ф.А.Флат. Геомагнетизм и аэрономия, II, № 6, I090, I97I.

2. В.В.Беликович, Е.А.Бенедиктов, Л.В.Гришкевич, В.А.Иванов. Изв. ВУЗов. Радиофизика, I975 (в печати).

3. Ф.В.Головин, В.В.Подмосков, Ф.А.Флат. Геомагнетизм и аэрономия, 12, № 4, 766, 1972.
4. В.В.Подмосков, Ф.А.Флат, Е.В.Шлыков. Выходная колебательная система мощного импульсного передатчика (на депонировании).
5. Е.А.Бенедиктов, Л.В.Гришкевич, В.А.Иванов. Изв. ВУЗов. Радиофизика, 15, № 5, 695, 1972.

ОКОЛОПОЛУДЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ

В.В.Беликович, Е.А.Бенедиктов, В.Д.Вяхирев, Н.П.Гончаров, Л.В.Гришкевич, В.А.Иванов, М.А.Иткина, А.В.Толмачева

В июне 1974 г. в г.Горьком в околополуденные часы проводились измерения $N(h)$ - профилей в области D ионосферы. Полученные данные были использованы для изучения околополуденных вариаций ионосферной плазмы на высотах 70-80 км.

Методика проведения эксперимента. Электронная концентрация измерялась методом обратного рассеяния радиоволн на частотах $f_1 = 2{,}95$ Мгц и $f_2 = 5{,}75$ Мгц. Импульсная мощность передатчика, работавшего на f_1, составляла примерно 200 квт при длительности импульса 50 мксек. Частота повторения импульсов равнялась 50 гц. Для излучения и приема сигналов использовалась антенна, состоявшая из 16 пар пространственно совмещенных взаимно ортогональных диполей. Расчетная диаграмма направленности такой решетки диполей равнялась $24^0 \times 24^0$ на уровне половинной мощности. На частоте f_2 зондирование производилось с передатчиком, импульсная мощность которого была около 750 квт /1/. Диаграмма направленности приемно-передающей антенны имела расчетную ширину $10^0 \times 12^0$. Антенна состояла из 48 пар взаимноскрещенных диполей. При работе на обеих частотах излучались линейно-поляризованные сигналы, а принимались циркулярно поляризованные (поочередно обыкновенная и необыкновенная компоненты сигнала обратно рассеянного неоднородностями D -области ионосферы). Амплитуды каждой компоненты регистрировались на перфоленту одновременно с 10 высотных уровней. Расстояние между уровнями составляло 3 км, а ширина каждого строба - 1,5 км. На ЭВМ вычислялись высотные зависимости величин

$A=\langle A_x\rangle/\langle A_0\rangle$, где $\langle A_{x,0}\rangle$ - средне-арифметические значения соответствующих магнито-ионных компонент, и по методике, изложенной в /2/, определялись $N(h)$ - профили. Наблюдения проводились в околополуденные часы. Продолжительность отдельного сеанса была от 3 до 5 мин. Одновременно радиоастрономическим методом измерялась величина интегрального поглощения радиоволн $\Gamma(t)$ на частоте I3 Мгц и на станции АИС снимались ионограммы.

Полученные результаты. На рис.Iа-Iв представлены $N(h)$ -профили, полученные для трех интервалов времени суток (Т): T_I = 9 час. 30 мин - I0 час., T_2 = II час. 30 мин - I2 час. и T_3 = I4 час. - I4 час. 30 мин. Из рис.I видно, что вариации $N(h)$ -профилей от одного дня к другому не очень велики. В значительной степени они, по-видимому, определялись ошибками измерений, составлявшими в среднем 40-50%. В общих чертах эти $N(h)$ -профили согласуются с теми, которые были получены в дневные часы летом I973 г. /3/. На рис.2 для различных зенитных углов χ и времени суток крестиками обозначены средние значения для высот h = 70,75 и 80 км, вычисленные с помощью данных рис.Iа-Iв, а также средние значения величин f_0E, f_0F1 и f_0F2 за соответствующие периоды наблюдений. Непрерывной кривой изображена зависимость средней величины $\Gamma(t)$ за тот же период наблюдения на f = I3 Мгц. Треугольниками и кружками обозначены средние значения величины N, полученные на о.Крит в августе-сентябре I964 г. методом обратного рассеяния и кроссмодуляции радиоволн /4/. Согласно данным рис. 2, среднее значение N на h = 70 км в послеполуденные часы (χ = 43°) уменьшилось примерно в два раза по сравнению с полуденной величиной (χ = 33°). Однако на высоте 75 км соответствующее уменьшение величины N составило всего лишь примерно I/5, а на h = 80 км временные изменения средних значений электронной концентрации практически отсутствовали. В это время суток вариации средних значений величин f_0E, f_0F1 и f_0F2 были незначительны. В то же время средняя величина интегрального поглощения радиоволн в послеполуденные часы (χ = 43°) уменьшилась примерно на I/7 по сравнению со значением при χ = 33°. По-видимому, это уменьшение в основном обусловлено изменениями электронной концентрации в D -области. Заслуживает внимания факт хорошего соответствия результатов, полученных в г.Горьком и на о.Крит (φ = 35,4° с.ш., λ = 25,4° в.д.) при одних и тех же зенитных углах χ и, примерно, для одного (низкого) уровня солнечной активнос-

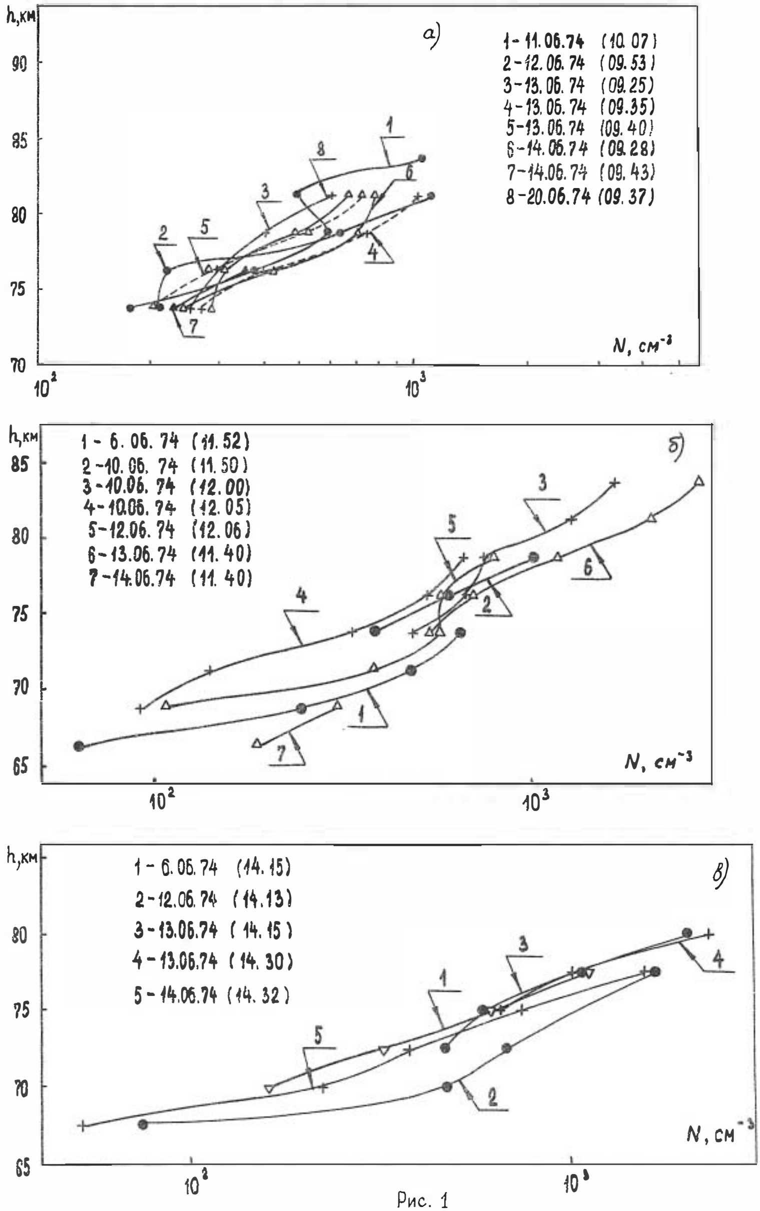
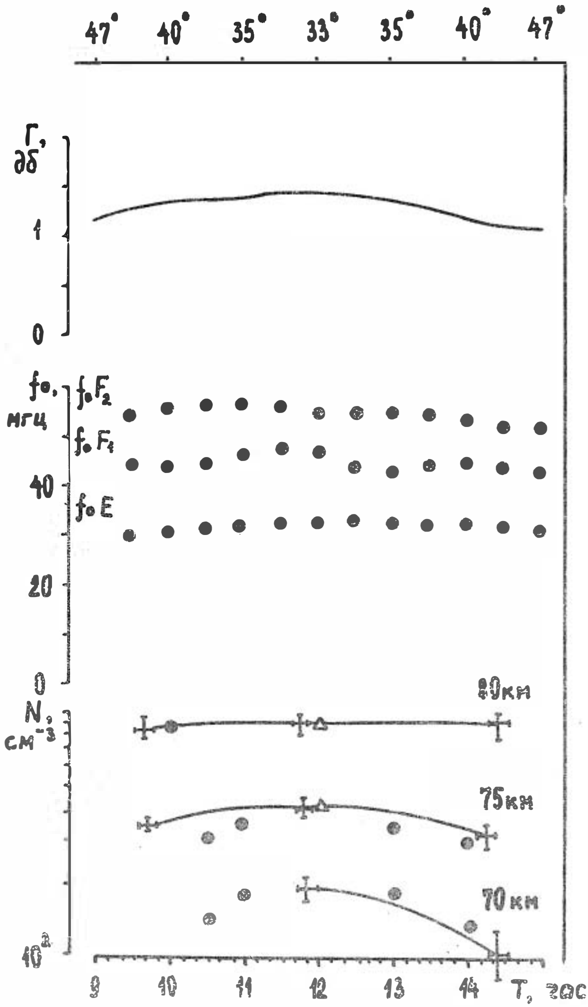

а)
1-11.06.74 (10.07)
2-12.06.74 (09.53)
3-13.06.74 (09.25)
4-13.06.74 (09.35)
5-13.06.74 (09.40)
6-14.06.74 (09.28)
7-14.06.74 (09.43)
8-20.06.74 (09.37)
h, км
N, см⁻³
б)
1 - 6.06.74 (11.52)
2 -10.06.74 (11.50)
3 -10.06.74 (12.00)
4 -10.06.74 (12.05)
5 -12.06.74 (12.06)
6 -13.06.74 (11.40)
7 -14.06.74 (11.40)
в)
1 - 6.06.74 (14.15)
2 -12.06.74 (14.13)
3 -13.06.74 (14.15)
4 -13.06.74 (14.30)
5 -14.06.74 (14.32)

Рис. 1



47° 40° 35° 33° 35° 40° 47°
Г, дб
1
0
fo, мгц
f_oF_2
f_oF_1
40
f_oE
20
0
N, см⁻³
80км
75км
70км
10^2
9 10 11 12 13 14 T, час

Рис. 2

ти. Вместе с тем заметим, что при одних и тех же значениях χ средние предполуденные величины N на о.Крит оказались заметно меньше послеполуденных. В этой связи представляет интерес то обстоятельство, что по данным измерений поглощения радиоволн методом А2 довольно часто в летние месяцы наблюдается несимметричность суточного хода $\Gamma(t)$ относительно полудня: значения Г в предполуденные часы в среднем превышают послеполуденные /5/. Именно выяснение причин асимметрии суточного хода $\Gamma(t)$ и явилось основанием для проведения вышеописанного эксперимента. В дальнейшем предполагается провести более детальные исследования эффекта "асимметрии".

Авторы благодарят А.И.Ежова за помощь в проведении экспериментов.

Литература

I. А.Ф.Головин, В.В.Подмосков, Ф.А.Флат. Геомагнетизм и аэрономия, 12, № 4, 766 (1972).
2. J.S.Belrose, H.J.Burke. J.Geophys. Res., 69, n.13, 2799, 1964.
3. В.В.Беликович, Е.А.Бенедиктов, Л.В.Гришкевич, А.И.Ежов, В.А. Иванов. Сб.статей. Изд-во "Сов.Радио", 1975 (в печати).
4. E.V.Thrane, A.Haug, B.Bjelland, M.Anastassiades, E.Tsagakis. J.Atmos. Terr. Phys., 30, n.1, 135, 1968.
5. В.В.Беликович, Е.А.Бенедиктов, А.В.Толмачева. Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1975 (в печати).

ИОНООБРАЗОВАНИЕ В D -ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ В ПЕРИОДЫ ВНЕЗАПНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

В.В.Беликович, Е.А.Бенедиктов, М.А.Иткина

В невозмущенных условиях ионизация D -области ионосферы создается несколькими источниками: галактическими космическими лучами, рентгеновским излучением Солнца с $\lambda <$ 100 A^0, ультрафиолетовым излучением Солнца, солнечным излучением в линии Лайман - -α. Некоторое представление о вкладе различных ионизирующих агентов в ионизацию спокойной дневной D -области в минимуме солнечной активности дает, например, /I/.

В периоды возмущений появляются дополнительные источники ионизации D -области: солнечные космические лучи во время эффектов поглощения в полярной шапке (ППШ), потоки энергичных электронов во время авроральных возмущений и рентгеновское излучение солнечных вспышек, ответственное за внезапные ионосферные возмущения (ВИВ). Определение функции ионообразования в периоды возмущений представляет интерес как с точки зрения практики радиосвязи, так и для физики ионосферы.

В настоящей работе изложена методика расчета дополнительной функции ионообразования в периоды ВИВ, которая была использована в /2/ для определения коэффициента потерь. Как известно, дополнительная функция ионообразования $Q(h)$ для случаев ВИВ вычисляется по следующим формулам:

$$Q(h)=\int_{E_{min}}^{E_{max}} q(E,h)\,dE \quad , \tag{I}$$

где

$$q(E,h)=F(E)\cdot exp\left\{-\frac{\mu(E)}{\cos\chi}\int_{h}^{h_{max}}\rho(x)\,dx\right\}\mu(E)\cdot\rho(h)\cdot\varepsilon^{-1} \quad , \tag{2}$$

$\rho(h)$ - плотность нейтральной атмосферы, $\mu(E)$ - коэффициент поглощения рентгеновского излучения в атмосфере, $F(E)$ - дифференциальный спектр рентгеновского излучения Солнца во время вспышки[x)], ε - энергия, необходимая для одного акта ионизации, χ - зенитный угол Солнца.

Высотная зависимость плотности $\rho(h)$ в D -области ионосферы подчиняется в первом приближении барометрическому закону с несколько различными приведенными высотами Н в разных высотных интервалах. Такую зависимость удобно представить в виде кусочно-экспоненциальной функции (3) с разными показателями в отдельных интервалах высот. При этом приведенные высоты выразятся через значения плотности ρ_j, ρ_{j+1} на границах соответствующего интервала высот $[h_j, h_{j+1}]$:

$$\rho(h)=\rho_j\, exp\left[\frac{h-h_j}{h_j-h_{j+1}}\cdot ln\frac{\rho_j}{\rho_{j+1}}\right]. \tag{3}$$

Коэффициент поглощения рентгеновского излучения в атмосфере $\mu(E)$ зависит от энергии /3/. В интересующем нас диапазоне энергий коэффициент поглощения определяется в основном фотоэффектом.

---

x) Точнее $F(E)$ является разностью между спектром излучения во время вспышки и спектром излучения спокойного Солнца.

При этом освободившиеся энергичные фотоэлектроны сами способны производить ионизацию (как показывают измерения, средняя энергия, расходуемая на один акт ионизации, составляет 32-35 эв). Коэффициент $\mu(E)$ определяемый фотоэффектом, может быть представлен в виде:

$$\mu(E) = \frac{\mu_0}{E^3}, \tag{4}$$

где $\mu_0 = 5 \cdot 10^3$ кэв^{3}см^{2}г$^{-1}$. Вообще говоря, для большей точности следовало бы учесть комптоновское рассеяние жесткого рентгеновского излучения ($E > 20$ кэв). Однако, доля этого излучения в спектре солнечной вспышки невелика, и пренебрежение Комптон-эффектом, по-видимому, не вносит существенных ошибок в результат.

Наибольшие трудности при вычислении $Q(h)$ связаны с правильной аппроксимацией спектра рентгеновского излучения Солнца $F(E)$. Известные в настоящее время данные о рентгеновском излучении Солнца, полученные по измерениям на спутниках, не содержат сведений о дифференциальном спектре излучения, а дают лишь интегральные значения интенсивности излучения в 3-х диапазонах длин волн: 8-20Å, I - 8Å и 0,5 - 3Å /4/. Поэтому возникает задача о восстановлении формы дифференциального спектра на основании этих данных. Иначе говоря, требуется определить функцию $F(E)$ таким образом, чтобы удовлетворялись следующие соотношения:

$$\int_{0,62}^{1,55} F(E)\cdot dE = J_1\,;\quad \int_{1,55}^{12,4} F(E)\cdot dE = J_2\,;\quad \int_{4,15}^{24,8} F(E)\cdot dE = J_3\,, \tag{5}$$

где J_1, J_2, J_3 - интенсивности рентгеновского излучения, измеренные в диапазонах 8 - 20Å (0,62-I,55 кэв), I - 8Å (I,55- I2,4 кэв), 0,5 - 3Å (4,I5-24,8 кэв) соответственно. Поставленная задача не решается однозначно без дополнительных предположений о форме спектра $F(E)$ и для ее решения полезно ознакомиться с измеренными спектрами рентгеновского излучения Солнца.

В литературе известны примеры измерения и аппроксимации спектров рентгеновского излучения солнечных вспышек. На рис.I показаны некоторые из графиков $F(E)$ приводимых в литературе /5-9/. Спектры I и 2 получены из ракетных экспериментов для рентгеновского излучения "спокойного" Солнца. Спектр I соответствует условиям минимума, спектр 2 - условиям максимума солнечной активности /5/. Кривая 3 взята из работы /6/, она построена на основании проведенных на ракетах измерений рентгеновского спектра в диапазоне I5-80 кэв для вспышки 3I.УШ-I959 г. Кривые 4 и 5 получены

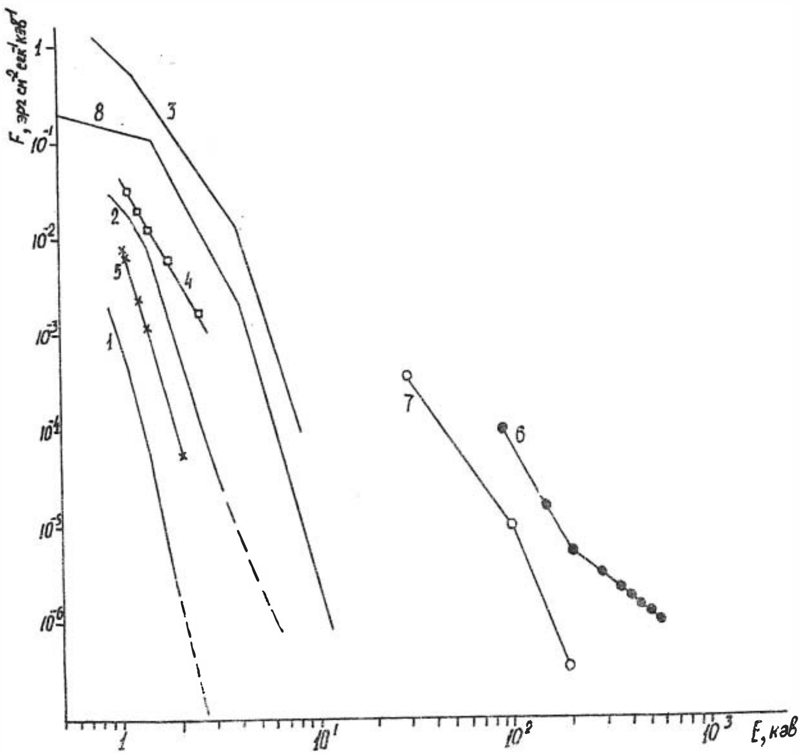


Рис.I

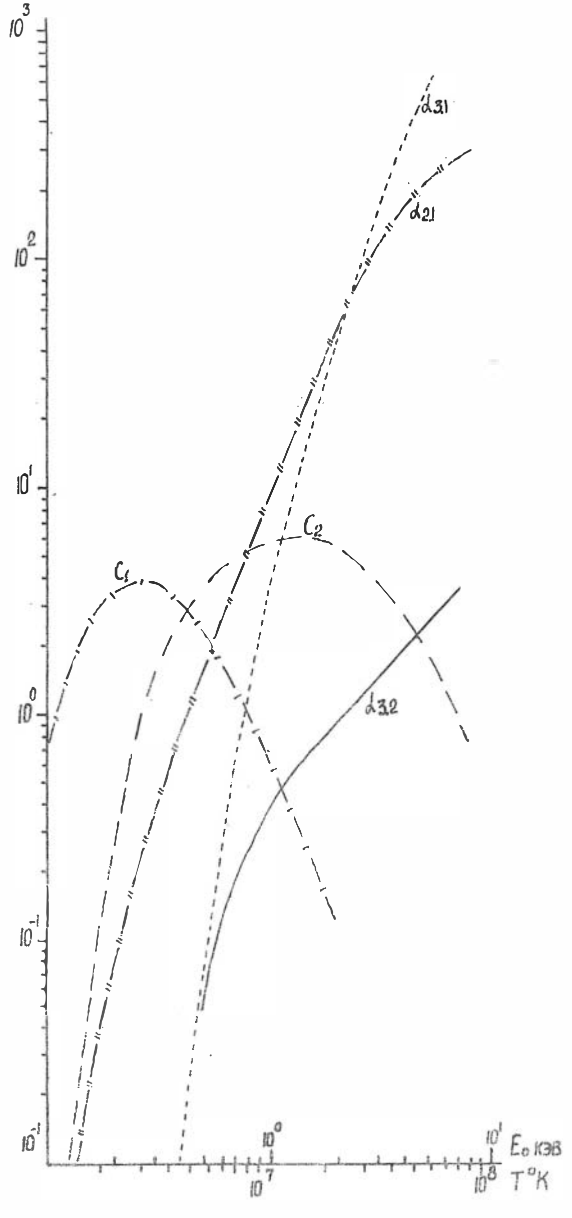
по наблюдениям на спутнике "Ариэль" для вспышки 27.IУ-1962 г. в отдельные моменты времени /7/. Кривая 6 получена по измерениям на баллоне (и на спутнике *OSO* -5) в диапазоне 22-I76 кэв и относится к вспышке балла 2В II.П-1970 г. /8/. Очень сильной вспышке 7.УI-1966 г. соответствует также кривая 7, полученная по измерениям на борту *OGO* -3 в диапазоне 80 кэв - I мэв /9/.

Для сравнения на том же рисунке кривой 8 представлен спектр для вспышки I4.УI-1970 г., построенный на основании модели кусочно-степенного спектра (см. об этом ниже). Как видно из рис.I, спектры, полученные с малым разрешением, имеют довольно плавный характер. Измерения с большим разрешением обнаруживают значительное число спектральных линий /10/. Самой интенсивной является линия с $\lambda = 1{,}85\mathring{A}$, которая, согласно /10/, обусловлена возбуждением многозарядных ионов железа. Разумеется, что восстановить линейчатый спектр излучения Солнца по интегральным потокам невозможно, поэтому обычно пользуются различными моделями плавной аппроксимации спектра. Простейшей аналитической аппроксимацией функции $F(E)$ является модель теплового спектра, которую удобно представить в виде:

$$F(E) = K_0 \frac{E^3}{E_0^4 \left(\exp \frac{E}{E_0} + 1\right)}, \qquad (6)$$

где E_0 - температура излучения, выраженная в килоэлектронвольтах $E_{0(кэв)} = 0{,}86 \cdot 10^{-7}\ T^0K$. Тепловой спектр (6) зависит от двух параметров K_0 и E_0. Для их определения достаточно, вообще говоря, результатов измерения интегральных интенсивностей рентгеновского излучения в 2-х диапазонах длин волн. При наличии измерений J в 3-х диапазонах можно, следовательно, получить 3 варианта теплового спектра. С учетом возможности применения модели теплового спектра были вычислены интегралы (5) при $K_0 = 1$ в зависимости от E_0. Значения этих интегралов обозначим C_1, C_2, C_3. На рис.2 построены графики зависимости величин $C_1, \alpha_{21} = \frac{C_2}{C_1}, \alpha_{31} = \frac{C_3}{C_1}$, C_2, $\alpha_{32} = \frac{C_3}{C_2}$ от значений E_0. По этим графикам, зная из эксперимента одно из отношений $\alpha_{21}, \alpha_{31}, \alpha_{32}$ легко определить параметр спектра E_0. Параметр K_0 находится по формуле $K_0 = \frac{J_1}{C_1}$ (или $K_0 = \frac{J_2}{C_2}$ для пары J_2, J_3), где J_1 (или J_2) - экспериментальное значение интенсивности рентгеновского излучения в диапазоне 8 - 20$\mathring{A}$ (или 1 - 8A), а C_1 (или C_2) - расчетное значение одного из интегралов (5) при $K_0=1$ и выбранном E_0.

Заметим, что тепловая модель спектра рентгеновского излучения вспышек плохо описывает экспериментальные результаты. Так, величины E_0, найденные по экспериментальным значениям α_{21}, α_{31} и α_{32} для одной и той же вспышки, как правило, получаются различными. Тепловые модели, основанные на данных диапазонов 8 - 20$\mathring{A}$ и 1 - 8$\mathring{A}$, приводят к значительному занижению потока $F(E)$ для более жесткой части спектра. Поэтому в наших расчетах использована другая модель спектра, представляющая собой кусочно-степенную аппроксимацию:



10^3
10^2
10^1
10^0
10^{-1}
10^{-2}
α_{31}
α_{21}
C_2
C_1
α_{32}
10^0
10^1
E_0 КЭВ
10^7
10^8
$T°K$

Рис.2.

$$F(E)=\begin{cases} F_1(E)=F_0\left(\frac{E}{E_2}\right)^{-\gamma_0}, & E_1 \leq E \leq E_2 \\ F_2(E)=F_0\left(\frac{E}{E_2}\right)^{-\gamma_1}, & E_2 \leq E \leq E_3 \\ F_3(E)=F_0\left(\frac{E_3}{E_2}\right)^{-\gamma_1} \cdot \left(\frac{E}{E_3}\right)^{-\gamma_2}, & E_3 \leq E \leq E_4 \end{cases}, \tag{7}$$

где E_I = 0,62 кэв, E_2 = I,55 кэв, E_3 = 4,I5 кэв, E_4 = 24,8 кэв. Значения E_I, E_2, E_3 и E_4 соответствуют границам интервалов, в которых проводились измерения.

Такое представление спектра требует определения 4-х параметров $F_0, \gamma_0, \gamma_1, \gamma_2$, что невозможно сделать только по результатам измерений J_1, J_2 и J_3. Поэтому были введены дополнительные условия: $|\gamma_0| \sim 1$ (практически $0{,}5 \leq \gamma_0 \leq 2{,}5$) и $\gamma_0 < \gamma_1 < < \gamma_2 < 10$. Хотя для строго однозначного определения параметров спектра (7) этих условий, вообще говоря, недостаточно, к существенному различию в спектрах такая неоднозначность не приводит. Параметры F_0, γ_1 и γ_2 определялись на основании соотношений (5), которые для спектра $F(E)$ заданного в виде (7), приводят к следующим формулам:

$$F_0=\frac{J_1}{J_2}\cdot L$$

$$\gamma_1 = 1+\frac{J_1}{J_2}\cdot L \tag{8}$$

$$\lg(\gamma_2-1)=\lg\frac{J_1}{J_2}+\lg\frac{J_2}{J_1}+(\gamma_1-1)\lg\frac{E_2}{E_3},$$

где

$$L=\frac{1-\gamma_0}{1+\left(\frac{E_1}{E_2}\right)^{1-\gamma_0}}.$$

Пример спектра, построенного по кусочно-степенной модели, показан на рис.I (кривая 8).

Представленные модели плавных спектров не учитывают линейчатого характера спектра вспышки. В какой-то степени учесть наличие линий в спектре можно в комбинированной модели. Одним из вариантов такой комбинации является модель, построенная сложением теплового спектра (параметры которого определяются по отношениям интенсивностей в диапазонах 8 - 20Å и I - 8Å) с излучением в линии I . 85Å, которому приписывается интенсивность, равная разно-

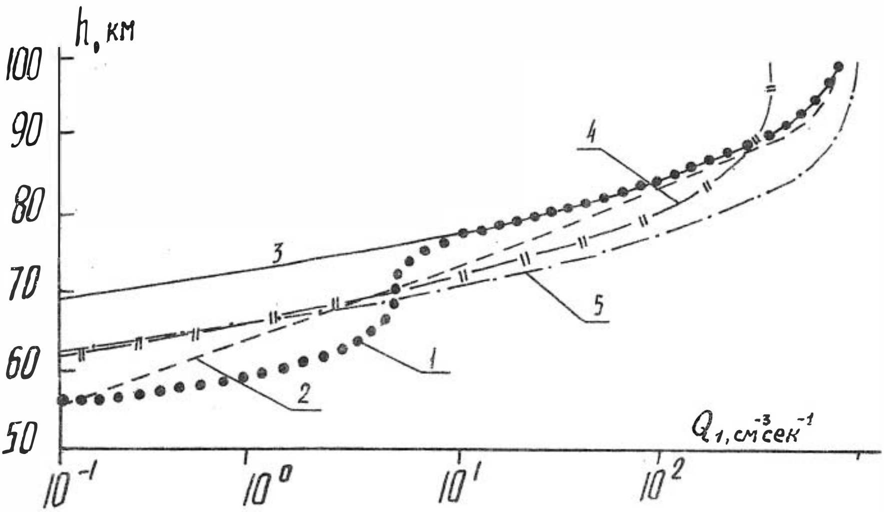


Рис.3

сти между наблюдаемой J в диапазоне 0,5-3Å и интенсивностью теплового спектра в этом диапазоне.

Рассмотренные модели спектров рентгеновского излучения были использованы в расчетах дополнительной функции ионообразования во время ряда внезапных ионосферных возмущений. В качестве примера на рис.3 показаны вычисленные по различным моделям $F(E)$ зависимости $Q(h)$ для ВИВ 14.VI-1970 г. Кривая I рассчитана по комбинированному спектру, кривая 2 - по кусочно-степенному, кривые 3-5 - по разновидностям теплового спектра (кривая 3 получена по данным диапазонов 8 - 20Å и I - 8Å, кривая 4 - по данным в диапазонах I - 8Å и 0,5 - 3Å, кривая 5 - по данным в диапазонах 0,5 - 3Å и 8 - 20Å).

Ниже приведены значения параметров, по которым рассчитывался дифференциальный спектр $F(E)$ в различных вариантах.

Параметры комбинированного спектра (кривая I):

J_1 = 6,5xI0^{-2} эрг.см$^{-2}$сек$^{-I}$; C_I=3,8; E_0=0,25 кэв;

J_3 = 3xI0^{-4} эрг.см$^{-2}$сек$^{-I}$.

Параметры кусочно-степенного спектра (кривая 2):

$F_0 = 0{,}039 \frac{\text{эрг}}{\text{кэв}} \text{см}^{-2}.\text{сек}^{-1}$, $\gamma_0 = 1{,}5$; $\gamma_1 = 4{,}77$; $\gamma_2 = 5{,}75$.

Параметры теплового спектра:
(для кривой 3): $J_1 = 6{,}5 \times 10^{-2}$ эрг.см$^{-2}$сек$^{-1}$, $C_1=3{,}8$; $E_0=0{,}25$ кэв
(для кривой 4): $J_2 = 1{,}8 \times 10^{-2}$ эрг.см$^{-2}$сек$^{-1}$, $C_2=2{,}7$; $E_0=0{,}4$ кэв
(для кривой 5): $J_3 = 6{,}5 \times 10^{-2}$ эрг.см^{2} сек$^{-1}$, $C_1=3{,}4$; $E_0=0{,}36$ кэв.

Высотный ход $\rho(h)$ использованный в наших расчетах, близок к стандартной атмосфере $CIRA$ - 65.

Учитывая качественно зависимость высоты максимальной ионизации от длины волны ионизирующего излучения при выборе варианта теплового спектра (кривые 3,4,5 на рис.3), можно полагать, что в верхней части D-области более правильно отображает действительность кривая 3, а в нижней части - кривая 4. В целом же тепловая аппроксимация спектра не удовлетворяет поставленной задаче. Следует отметить, что даже при тепловом механизме излучения нагретой плазмы в области вспышки спектр излучения не будет описываться формулой (6), если учесть температурную неоднородность области вспышки. В этом случае результирующая функция $F(E)$ будет суммой тепловых спектров с разными температурами (или параметрами E_0).

С этой точки зрения более предпочтительны две другие рассмотренные модели. Соответствующие им кривые I и 2 почти совпадают с кривой 3 на высотах $h > 85$ км и идут ближе к кривой 4 в нижней части D-области.

Таким образом, при практических расчетах функции ионообразования следует иметь в виду, что модели кусочно-степенного и комбинированного спектров ближе к наиболее вероятному распределению энергии в спектре рентгеновского излучения солнечной вспышки,чем тепловые модели. Корректная оценка ошибок при вычислении функции ионообразования возможна лишь для определенной модели $F(E)$ В приложении приведен пример такой оценки для случая, когда спектр $F(E)$ представлен в виде степенной функции.

Приложение

В случае, когда спектр рентгеновского излучения зависит от энергии по степенному закону, а плотность атмосферы экспоненциально падает с высотой, оказывается возможным получить выражения для $Q(h)$ и относительной погрешности $\delta Q(h)$ в аналитическом

виде. Действительно, положим, что $\rho(h)=\rho_0 exp(-z)$,
где $z=\frac{h}{H}$ В этом случае уравнение (2) приводится к известному соотношению:

$$q(E,h)=\frac{F(E)\cos\chi}{\varepsilon H}\, exp\left\{z_m-z-exp(z_m-z)\right\}, \tag{9}$$

где

$$z_m=\ln\frac{\mu(E)\cdot H\cdot\rho_0}{\cos\chi}$$

Предположим, что $F(E)=F_0\cdot E^{-\gamma}$. (I0)

Подставляя (9) в (I), с учетом (4) и (I0) получим:

$$Q(z)=\frac{F_0\cdot\cos\chi}{\varepsilon H}\int\limits_0^\infty E^{-\gamma}\cdot exp\left\{z_m(E)-z-exp[z_m(E)-z]\right\}dE, \tag{II}$$

где

$$z_m(E)=\ln\frac{\mu_0\cdot\rho_0\cdot H}{\cos\chi}-3\ln E.$$

Введя новую переменную $y=z_m-z$, можем свести интеграл в (II) к табличному:

$$Q(z)=\frac{F_0\cdot\cos\chi}{\varepsilon H}\left(\frac{\cos\chi}{\mu_0\cdot\rho_0\cdot H}\right)^{\frac{\gamma-1}{3}}\cdot e^{\frac{\gamma-1}{3}z}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}exp(y-e^y)dy. \tag{I2}$$

Выражая интеграл в (I2) через Γ -функцию /II/, получаем:

$$Q(z)=\frac{F_0\cdot\cos\chi}{\varepsilon H}\cdot\left(\frac{\cos\chi}{\mu_0\cdot\rho_0\cdot H}\right)^{\frac{\gamma-1}{3}}\cdot e^{\frac{\gamma-1}{3}z}\cdot\Gamma\left(\frac{\gamma+2}{3}\right). \tag{I3}$$

Таким образом, функция ионообразования для степенного спектра зависит от z по экспоненциальному закону с показателем $\frac{\gamma-1}{3}$.

Для вычисления погрешности функции ионообразования найдем частные производные этой функции по

$$\frac{\partial Q}{\partial F_0}=\frac{Q}{F_0} \tag{I4}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial H}=-\frac{Q}{3H}\left[\gamma+2+(\gamma-1)z\right] \tag{I5}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial\rho_0}=-\frac{\gamma-1}{3}\cdot\frac{Q}{\rho_0} \tag{I6}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial\gamma}=Q\left[\frac{z-z_m}{3}+\frac{\partial\Gamma\left(\frac{\gamma+2}{3}\right)}{\partial\gamma}\right]=\frac{Q}{3}\left[z-z_m-\psi\left(\frac{\gamma+2}{3}\right)\right], \tag{I7}$$

где $\psi(x)=\frac{\partial \ln\Gamma(x)}{\partial x}$, ψ – функция Эйлера.
Изменим начало отсчета высоты и единицу измерения энергии E таким образом, чтобы обратить в нуль величины z и z_m, входящие в выражения (I5) и (I7). Обращение в нуль величины z, пропорциональной высоте, соответствует изменению начала отсчета. Новому началу отсчета h_0^* должно соответствовать новое значение начальной плотности ρ_0^*:

$$\rho_0^*=\rho_0\cdot e^{-\frac{h_0^*}{H}} \tag{I8}$$

Величина z_m определяет высоту, где функция ионообразования имеет максимум для данной энергии излучения. Из условия $z_m=0$ можно найти такое значение энергии E, которое дает максимальный вклад в ионизацию на уровне начала отсчета h_0^*:

$$E^*=\left(\frac{\mu_0\cdot H\cdot\rho_0}{\cos\chi}\cdot e^{-\frac{h_0^*}{H}}\right)^{1/3} \tag{I9}$$

При этом вместо F_0 в (I0) необходимо подставить $F_0^*=F_0(E^*)^{-\gamma}$.
После такого изменения начала отсчета высоты и единицы измерения энергии выражение для относительной ошибки функции Q будет иметь следующий вид:

$$\frac{dQ(h^*)}{Q(h^*)}=\frac{dF_0}{F_0^*}+\frac{1-\gamma}{3}\frac{d\rho_0^*}{\rho_0^*}+\frac{\gamma+2}{3}\frac{dH}{H}+\frac{1}{3}\psi\left(\frac{\gamma+2}{3}\right)d\gamma\,. \tag{20}$$

Формула (20) позволяет находить локальную относительную ошибку на высоте h^* не только в случае степенного спектра. Учитывая, что основной вклад в ионизацию на уровне h_0^* дает рентгеновское излучение с энергией близкой к E , можно представить любой достаточно плавный спектр $F(E)$ в виде:

$$F(E)\approx F(E^*)\cdot\left(\frac{E^*}{E}\right)^{\gamma^*},$$

где

$$\gamma^*=\left.\frac{\partial\ln F(E)}{\partial\ln E}\right|_{E=E^*}=\frac{E^*}{F(E^*)}\cdot\left.\frac{\partial F(E)}{\partial E}\right|_{E=E^*}.$$

На основании соотношения (20) нетрудно оценить значение среднеквадратичной относительной ошибки функции ионообразования, если известны относительные ошибки величин, от которых она зависит. Допустим, к примеру, что относительные ошибки

$$\frac{dF^*}{F^*} \approx 0{,}2\ ;\quad \frac{d\rho^*}{\rho^*} \approx 0{,}2\ ;\quad \frac{dH}{H} \approx 0{,}1\ ;\quad d\gamma = 0{,}25\ ;\quad \gamma = 4$$

В этом случае, учитывая, что

$$\frac{1}{3}\Psi(2) \approx 0{,}14$$

имеем

$$\sqrt{\left(\frac{dQ}{Q}\right)^2} = \sqrt{0{,}04 + 0{,}04 + 0{,}04 + 0{,}12} \approx 0{,}5\ .$$

Литература

1. G.C.Reid. Journ. Geophys. Res. 75, № 13, 1970, 2551.
2. В.В.Беликович, Е.А.Бенедиктов, М.А.Иткина. Изв. ВУЗов. Радиофизика, 17, № 10, 1469, 1974.
3. О.И.Лейпунский, Б.В.Новожилов, В.Н.Сахаров. Распространение гамма-квантов в веществе. Физматгиз, М., 1960.
4. Solar Geophys. Data, n. 316, part II, 1970. Us Department of Commerce.
5. R.E.Bourdean. Space Sci. Rev. I, 683, (1962-1963).
6. Р.К.Уиттен, И.Д.Попов. Физика нижней ионосферы. Изд-во "Мир", 1968.
7. R.L.Boyd. Endeavour, 28, 104, 82, 1969.
8. M.Codama, M.Kusunose, K.Ogura. Ref. of Ionosph. and Sp. Rev. in Japan, 25, 3, 285, 1971.
9. T.L.Cline, S.S.Holt, E.W.Hones. Journal of Geophys. Res., 73, I, 434, 1968.
10. W.M.Neupert, W.Gates, M.Swartz, R.Young. The Astroph. Journ., 149, 2, L. 79, 1967.
11. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Физматгиз, М., 1962.

ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН НЕОДНОРОДНОСТЯМИ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ Е

Е.А.Бенедиктов, Л.В.Гришкевич, В.А.Иванов, Ю.А.Игнатьев

Исследования спорадического слоя Е методом разнесенного приема с малой базой при вертикальном зондировании ионосферы /1-4/ и эксперименты по рассеянию радиоволн УКВ диапазона /5/ приводят к выводу о наличии в слое E_s неоднородностей электронной концентрации с различными масштабами - от нескольких метров до сотен метров. Эти неоднородности вызывают обратное рассеяние и частичное отражение радиоволн при зондировании на частотах, превышающих плазменную частоту слоя E_s В работе рассматриваются результаты наблюдений обратного рассеяния, полученные с помощью антенн, имеющих разные диаграммы направленности.

Предположим, что неоднородности электронной концентрации распределены равномерно в горизонтальной плоскости тонкого слоя Е толщиной $\leqslant$ I км. Тогда при вертикальном облучении слоя импульсным сигналом на частоте, значительно превышающей максимальную плазменную частоту слоя E_s форма амплитуды обратно рассеянного сигнала $A(\Delta h)$ на временной развертке или, в масштабе высот, $A(\Delta h)$ - будет определяться длительностью излучаемого импульса, диаграммой направленности антенной системы с учетом ее боковых лепестков и угловыми характеристиками рассеяния неоднородностей. При изотропном рассеянии принимаемый сигнал будет сильно растянутым в соответствии с геометрией задачи, и его протяженность во времени будет определяться конечными размерами диаграммы направленности антенн. Очевидно, что сопоставление расчетных зависимостей $A(\Delta h)$ для изотропного рассеяния с аналогичными экспериментальными зависимостями позволяет судить об угловом спектре обратно рассеянных радиоволн и, следовательно, о структуре неоднородностей ионизации.

На рис.I показаны расчетные зависимости $A(\Delta h)$ в случае изотропного рассеяния радиоволн неоднородностями слоя E_s [x)] для двух антенных систем, применявшихся в описанных ниже экспериментах. Кривая I соответствует диаграмме направленности антенны с размерами $\simeq 11^0$, а кривая 2 - более широкой диаграмме направленности с размерами около 35^0 [xx)]. Высота слоя E_s была принята равной I00 км, длительность зондирующего импульса составляла 50 мксек. Зондирование ионосферы осуществлялось на частоте 5,75 Мгц с тактовой частотой 50 гц. Как видно из рис.I, характерной особенностью расчетных кривых $A(\Delta h)$ является наличие максимума

---

x) Здесь и ниже размеры диаграмм направленности антенн отсчитываются на уровне 0,5 по мощности.

xx) Уширение импульса из-за конечной толщины рассеивающего слоя не учитывалось.

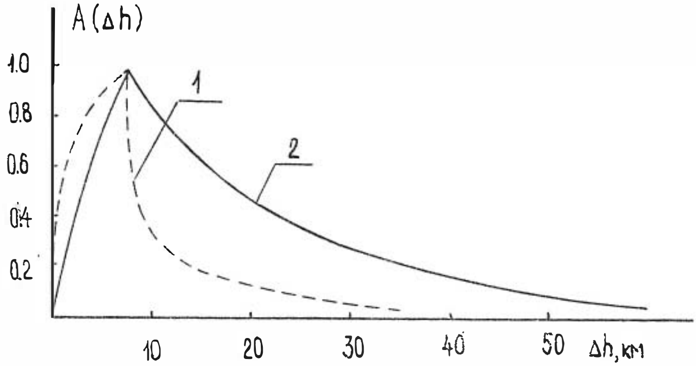


Рис. I

и растянутого "хвоста", различного для разных антенн.

Для решения поставленной задачи казалось бы достаточно воспользоваться только антенной с широкой диаграммой направленности. Однако при этом следует учитывать искажения импульсного сигнала, вносимые приемо-регистрирующей аппаратурой[x)]. В первом приближении их можно учесть, если использовать для приема рассеянного сигнала одновременно две антенны, имеющие существенно разные размеры диаграммы направленности и общий приемный тракт.

Серия соответствующих экспериментов была проведена летом 1972 г. и весной 1974 г. на установке для исследования нижней ионосферы методом обратного рассеяния радиоволн /6/. Излучение велось на антенну с шириной диаграммы направленности около 55°, а прием осуществлялся одновременно на две антенны - первую, аналогичную передающей антенне и вторую, состоящую из 48 синфазно соединенных диполей, размеры диаграммы направленности которой были $10^{\circ} \times 12^{\circ}$. Амплитуды сигналов $A(t)$ регистрировались с помощью кинокамеры. Каждый сеанс наблюдений продолжался 3-5 мин. Обработка заключалась в нахождении средней за сеанс зависимости $\langle A(\Delta h) \rangle$.

На рис.2а представлены экспериментальные зависимости $\langle A(\Delta h) \rangle$, нормированные на их максимальное значение. Они получены при при-

x) Кривые I и 2 на рис.I рассчитаны без учета этого эффекта.

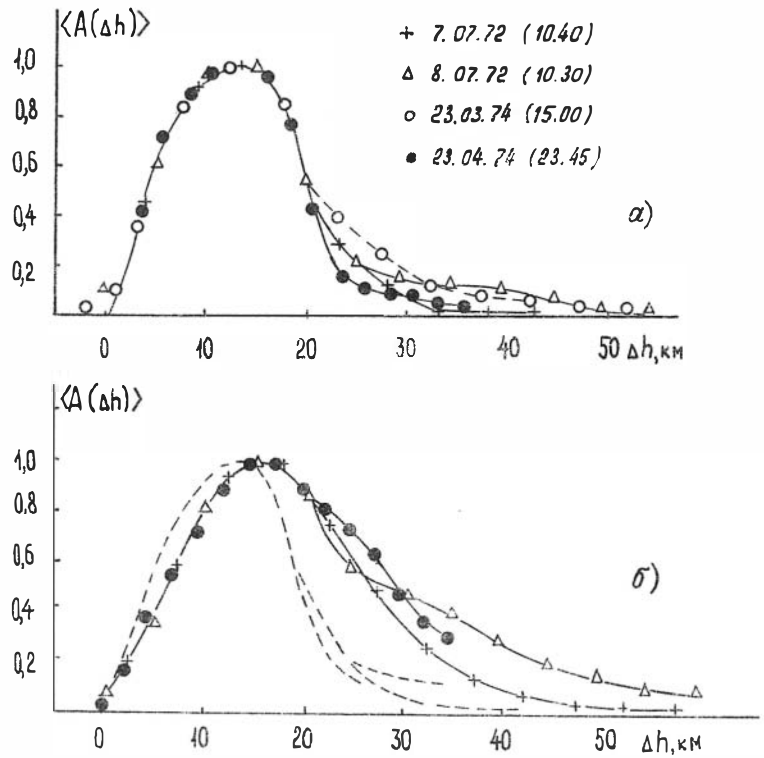


Рис.2

еме обратно рассеянных сигналов на узко направленную антенну. Для удобства анализа моменты прихода сигналов приняты за начало отсчета. Как видно из рис.2а, формы зависимости $\langle A(\Delta h)\rangle$ до Δh = 18–20 км во всех рассматриваемых случаях оказались очень схожими, тогда как "хвосты" их несколько отличались друг от друга. Появление "хвостов" свидетельствует о наличии рассеянных сигналов, приходящих с боковых направлений, а их вариации – об изменениях интенсивности рассеяния с этих направлений.

На рис.2б приведены соответствующие результаты измерений $\langle A(\Delta h)\rangle$, когда применялась антенна с широкой диаграммой направленности. Пунктиром повторены контуры кривых рис.2а. Хорошо видно существенное отличие в зависимостях $\langle A(\Delta h)\rangle$, полученных с разными приемными антеннами. При широкой диаграмме направленности приемной антенны форма "хвостов" на рис.2б в среднем повторяет форму расчетной кривой 2 рис.I. Это указывает на то, что в данных случаях в пределах диаграммы направленности антенны, по-видимому, имело место почти изотропное рассеяние радиоволн. В то же время несовпадение в расположении максимумов зависимостей $\langle A(\Delta h)\rangle$ для антенн с разными диаграммами направленности можно отчасти объяснить конечной толщиной области, заполненной неоднородностями электронной концентрации. Расчеты показали, что расхождение максимумов на I-I,5 км должно появляться при вертикальном размере рассеивающей области порядка 3-5 км.

На рис.3 кривыми I, 2 изображены два примера зависимостей $\langle A(\Delta h)\rangle$, отличающихся от вышеприведенных дополнительными максимумами в "хвосте" распределения. В этих случаях, по-видимому, имело место интенсивное обратное рассеяние радиоволн с боковых направлений. Действительно, появления таких максимумов нельзя объяснить рассеянием от другого, более высоко расположенного слоя E_s,

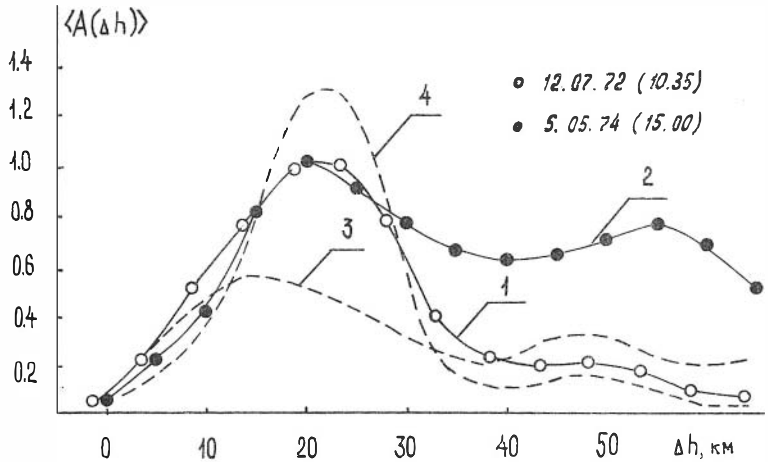


Рис.3

поскольку на узконаправленной антенне эти максимумы не были обнаружены[x)]. Можно предположить, что в данных случаях неоднородности электронной концентрации были распределены неравномерно по горизонтали (облачная структура слоя E_s). Более детальный анализ, проведенный для одного из событий I2.УП-I972 г. (рис.3,кривая I), показал значительные изменения распределений $<A(\Delta h)>$ в пределах сеанса наблюдений, продолжавшегося около 4-х минут. Иллюстрацией этому служат кривые 3 и 4 рис.3, изображающие распределение $<A(\Delta h)>$ (в относительных единицах), усредненные по первым 50 кадрам (кривая 3) и последним 50 кадрам (кривая 4) этого сеанса наблюдений. Как видно из рис.3, за несколько минут дополнительный максимум функции $<A(\Delta h)>$ уменьшился в два раза и в то же время резко возрос основной максимум зависимости $<A(\Delta h)>$. При этом последний переместился в масштабе высоты почти на I0 км. Эти быстрые изменения в распределении $<A(\Delta h)>$ трудно объяснить горизонтальным движением областей, занятых неоднородностями, поскольку в этом случае получаются очень большие скорости ($\simeq 300$ м/сек). Поэтому более вероятно предполагать,что данные вариации происходят под влиянием причин, приводящих к изменению параметров самих рассеивающих неоднородностей.

Рассмотренные примеры иллюстрируют разнообразие структуры спорадического слоя E_s. В ряде случаев неоднородности ионизации таковы, что обратное рассеяние радиоволн почти изотропно в пределах диаграммы направленности антенны, т.е. в интервале зенитных углов, превышающих 30°-40°. В других случаях наблюдается неравномерное угловое распределение интенсивности рассеянного сигнала. Имеются примеры быстрого изменения параметров неоднородностей, ответственных за рассеяние радиоволн в слое E_s.

---

x) Заметим, что в одном из сеансов наблюдений I3.УП-I972 г. в II часов дня дополнительный максимум в распределении $<A(\Delta h)>$ был одновременно зарегистрирован при приеме на обе антенны и был удален примерно на 30 км от основного. Этот факт и другие признаки указывают на существование в период наблюдений двух спорадических слоев - одного, более интенсивного, на высоте около I00 км (он был виден на ионограмме станции АИС) и другого, расположенного на высоте I30 км.

Результаты работы свидетельствуют о том, что метод обратного рассеяния и частичного отражения радиоволн в принципе позволяет получать оригинальные сведения о различного типа неоднородностях слоя E_S.

Литература

I. J.A.Thomas, E.K.Smith. J.Atm. Terr. Phys., 13, 295, 1959.

2. О.Овезгельдыев. Изв. АН Туркм. ССР, сер.физ.-техн., химич. и геологич. наук, № 4, IO, I96I.

3. Н.М.Ерофеев, О.Овезгельдыев. Геомагнетизм и аэрономия, № 6, 942, I96I.

4. G.F.Fooks. Nature, 190, 707, 1961.

5. G.L.Goodwin. J.Atm. Terr. Phys., 27, 777, 1965.

6. Е.А.Бенедиктов, Л.В.Гришкевич, В.А.Иванов, Ю.А.Игнатьев. Изв. ВУЗов. Радиофизика, I7, 798, I974.

О НЕОДНОРОДНОСТЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ОБЛАСТИ Е ИОНОСФЕРЫ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ВОЗМУЩЕНИЙ

Б.Н.Гершман, Г.И.Григорьев

Среди широкого класса ионосферных неоднородностей электронной концентрации хорошо известна разновидность, называемая перемещающимися возмущениями (ПВ). Их отличает волнообразный характер и способность распространяться на большие расстояния. Одним из наиболее перспективных и разработанных механизмов, объясняющих основные свойства ПВ, является их отождествление с прохождением через ионосферу внутренних гравитационных волн /I,2/.

Задачу, ставящую своей целью выяснение возможности возникновения в ионосфере крупномасштабных неоднородностей волновой природы типа ПВ, в первом приближении можно разделить на две части.

Первая из них заключается в определении изменений гидродинамических параметров с учетом силы тяжести при распространении внутренних волн в пренебрежении влиянием ионизированной компоненты. При характерных для ПВ длинах волн такой подход оправдывает себя вплоть до высот, превышающих максимум области F. Эта сторона задачи подробно анализировалась (см., например, /I,3,4/)

и здесь обсуждаться не будет.

Вторая часть сводится к определению возмущений электронной концентрации N в ионосфере при заданном движении нейтральной компоненты. При решении этой части задачи необходимо учитывать геомагнитное поле $\vec{H}_0$. В силу влияния этого поля процесс генерации неоднородностей как в Е, так и в F областях будет при прочих равных условиях проходить более эффективно, чем в изотропной слабо ионизированной плазме.

Будем исходить из квазигидродинамических уравнений для электронов и ионов, что в условиях ионосферы вполне оправдано. При этом для простоты не учитываются столкновения между заряженными частицами. В области Е такое пренебрежение является хорошо обоснованным. В то же время, имея в виду крупномасштабный характер возмущений, примем во внимание влияние силы тяжести. Считая плазму квазинейтральной и слабо возмущенной, имеем уравнения /5/.

$$-\nabla p_e + Nm\vec{g} - eN_0\left(\vec{E} + \frac{1}{c}[\vec{u}_e\vec{H}_0]\right) = m\nu_e N_0(\vec{u}_e - \vec{u}), \qquad (I)$$

$$-\nabla p_i + NM\vec{g} + eN_0\left(\vec{E} + \frac{1}{c}[\vec{u}_i\vec{H}_0]\right) = M\nu_i N_0(\vec{u}_i - \vec{u}), \qquad (2)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + N_0\, div\, \vec{u}_e = 0, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + N_0\, div\, \vec{u}_i = 0. \qquad (4)$$

В этих уравнениях p_e и p_i - парциальные давления электронов и ионов; $\vec{u}_e$, $\vec{u}_i$ и $\vec{u}$ - скорости электронов, ионов и нейтральных частиц, e - абсолютная величина заряда электрона; m и M - массы электрона и иона; c - скорость света в вакууме; N - отклонение концентрации электронов от равновесного значения N_0 (в силу квазинейтральности аналогичные величины для ионов также приближенно равны N и N_0). Из-за некоторого слабого нарушения нейтральности возникает электрическое поле $\vec{E}$, которое учтено в (I), (2). Из-за соударений электронов и ионов с молекулами (частоты столкновений обозначены соответственно через ν_e и ν_i) слагаемые с $\vec{u}$ в уравнениях (I), (2) играют роль некоторых эффективных вынуждающих сил. Далее рассматриваются относительно медленные изменения параметров ионосферной плазмы, характерные частоты ω которых предполагаются малыми по сравнению с частотами столкновений ν_e, ν_i .

Анализ уравнений (I)-(4) при произвольном соотношении между гирочастотами $\Omega_H = eH_0/Mc$ и $\omega_H = eH_0/mc$ и частотами столкновений ν_i, ν_e приводит к очень громоздким и трудно обозримым формулам. Поэтому целесообразно проводить анализ при определенных ограничениях на ионосферные высоты.

Для высот области E, которым здесь уделяется основное внимание, можно считать ионы слабо замагниченными, так что

$$Q = \Omega_H / \nu_i \ll 1. \tag{5}$$

В то же время на движение электронов поле $\vec{H}_0$ оказывает существенное влияние, так что

$$q = \omega_H / \nu_e \gg 1. \tag{6}$$

Хорошо известно, что первостепенное значение при ограничениях (5)-(6) приобретает процесс перераспределения заряженных частиц квазигоризонтальными ветрами, неоднородными по высоте. С этим процессом связывают формирование среднеширотного спорадического слоя E

Переходя к непосредственному расчету значений N под действием внутренних гравитационных волн в области E, заметим, что при условии (5) амбиполярную диффузию можно считать изотропной и характеризовать коэффициентом $D = 2\varkappa T/M\nu_i$ ($\varkappa$ - постоянная Больцмана, T - температура). Электроны могут считаться "прикрепленными" к ионам. Если исключить узкую приэкваториальную зону, влияние электростатических полей практически полностью сводится к указанному эффекту "прикрепления". Считая движение заряженных частиц совместным ($\vec{u}_e = \vec{u}_i$), мы можем в уравнениях движения (I)-(2) принять формально, что $\vec{E}=0$. Тогда для скорости ионов из (2) можно получить равенство

$$\vec{u}_i = \vec{u} + Q\,[\vec{u}_i \vec{h}_0] - D\nabla N/N_0\,, \tag{7}$$

где $\vec{h}_0$ - единичный вектор в направлении геомагнитного поля $\vec{H}_0$.

После подстановки значения скорости ионов $\vec{u}_i$ (7) в уравнение непрерывности (4) получаем:

$$\frac{d^2N}{dz^2} + \frac{1}{H}\cdot\frac{dN}{dz} - \left(\frac{i\omega}{D} + K_x^2\right)N = \frac{N_0}{D}\left\{div\,\vec{u} + Q(\vec{h}_0, rot\,\vec{u}) + \frac{Q}{H}[\vec{u}\,\vec{h}_0]_z\right\}, \tag{8}$$

где H - высота однородной атмосферы. При выводе (8) принято, что все переменные величины содержат фактор $exp(i\omega t - ik_x x)$, определяемый структурой внутренних гравитационных волн (ось z направлена вертикально вверх). Если для описания свойств этих волн использовать приближение несжимаемости среды ($div\,\vec{u} = 0$), то из (8) следует, что при меридиональном распространении внутренних гравитационных волн на высотах области E неоднородности электронной концентрации возникать не должны, так как правая часть (8) в этом случае обращается в нуль. Вводя угол φ между волновым вектором $\vec{K}(K_x, 0, K_z)$ и меридиональной плоскостью и угол Ψ между $\vec{H_0}$ и вертикалью, можно уравнение (8) записать в виде

$$\frac{d^2N}{dz^2} + \frac{1}{H}\frac{dN}{dz} - \left(\frac{i\omega}{D} + K_x\right)N = Be^{-iK_z z + z/2H}, \qquad (9)$$

$$B = \frac{iN_0 Q w_0 \sin\Psi \sin\varphi}{D \cdot K_x}\left(K_z^2 + K_x^2 + \frac{2iK_z}{H} - \frac{3}{4H^2}\right),$$

где w_0 - амплитуда вертикальной компоненты скорости $\vec{u}$. Используя замену переменных $N = \Phi(\xi)exp\left(-\frac{z}{2H}\right)$, $\xi = e^{-\frac{z}{2H}}\left[-\frac{4i\omega H^2}{D_0}\right]^{1/2}$, приводим уравнение (9) к виду

$$\xi^2\frac{d^2\Phi}{d\xi^2} + \xi\frac{d\Phi}{d\xi} + (\xi^2 - \nu^2)\Phi = K\xi^{\mu+1}, \qquad (10)$$

где

$$\nu^2 = 1 + 4K_x^2H^2, \qquad K = \frac{4H^2B}{\left[-4i\omega H^2/D_0\right]^{iK_zH-1}},$$

$\mu = 2iK_zH - 3$. Частные решения уравнения (10), соответствующие вынужденному режиму, выражаются через функции Ломмеля /6,7/ $s_{\mu,\nu}(\xi)$ и $S_{\mu,\nu}(\xi)$. Используя представление этих функций в виде рядов, можно записать искомое решение в удобной для дальнейшего анализа форме, а именно

$$\Phi = K\xi^{\mu-1}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n\left(-\frac{\xi}{2}\right)^{2n+2}\Gamma\left(\frac{\mu-\nu+1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{\mu+\nu+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\mu-\nu+2n+3}{2}\right)\Gamma\left(\frac{\mu+\nu+2n+3}{2}\right)}, \qquad (11)$$

если $\frac{1}{2}(\mu \pm \nu + 1)$ не равно какому-либо нечетному отрицательному числу, или

$$\Phi = K \xi^{\mu-1} \left\{ 1 - \frac{(\mu-1)^2 - \nu^2}{\xi^2} + \frac{[(\mu-1)^2 - \nu^2][(\mu-3)^2 - \nu^2]}{\xi^4} - \dots \right\} \quad (12)$$

если $|\xi|$ велик и $|\arg \xi| < \pi$.

Как видно из (11)-(12), распределение электронной концентрации N по высоте z для произвольных углов Ψ описывается сложными формулами. Их можно существенно упростить при использовании некоторых дополнительных предположений о роли вклада диффузии. При выполнении неравенства

$$\omega \ll DH^{-2} \quad (13)$$

когда величина $|\xi|$ мала, можно оставить в сумме (11) только член ряда с $n = 0$. Используя известное свойство гамма-функции $\Gamma(x+1) = x\Gamma(x)$ и переходя к исходным переменным N, z получаем

$$N_1 \simeq - \frac{iN_0 Q w_0 \cdot \sin\Psi \cdot \sin\varphi}{DK_x} \exp\left(-iK_z z + \frac{z}{2H}\right). \quad (14)$$

Такой же результат получается, если вместо (13) воспользоваться условием

$$\omega \ll DK_z^2 \cos^2\Psi. \quad (15)$$

При $K_z H \gg 1$ условию (15) отвечает сравнительно широкая (по частоте ω) область применимости соотношения (14). Правда, нужно иметь в виду, что как это было отмечено в /8/, при выполнении ограничения (15) становится существенной роль вязкости, влияние которой не принималось во внимание. В связи с этим в области параметров, где $\omega < DK_z^2$ соотношение (14) можно использовать достаточно обоснованно лишь для оценок величины N. При этом желательно, чтобы превышение отношения DK_z^2/ω по сравнению с единицей было не очень значительным.

При условии

$$\omega \gg DK_z^2 \cos^2\Psi, \quad (16)$$

обратном (15), $|\xi| \gg 1$. Используя асимптотическое представление (12) и оставляя в нем только основной член, после несложных преобразований получаем

(17)

$$N_2 \simeq -\frac{N_0 Q w_0 \sin\Psi \sin\Psi}{\omega K_x} \times \left(K_z^2 + K_x^2 + \frac{2iK_z}{H} - \frac{3}{4H^2}\right) exp\left(-iK_z z + \frac{3z}{2H}\right). \qquad (17)$$

Оценки возмущений электронной концентрации по формулам (14), (17) пригодны для области E ионосферы. В области F можно считать сильно замагниченными не только электроны, но и ионы, следовательно,

$$q \gg 1, \quad Q \gg 1. \qquad (18)$$

В связи с тем, что в области F перемещающиеся возмущения проявляются наиболее отчетливо, приведем здесь также формулы, пригодные для оценки N в интервале высот 200 км $\leq h <$ 400 км.

При выполнении условий (18) можно пренебречь поперечной диффузией и увеличением заряженных частиц нейтральными в направлениях, перпендикулярных $\vec{H}_0$. Вычисляя скорости $\vec{u}_e$ и $\vec{u}_i$, подставляя их затем в уравнения непрерывности (3), (4) после исключения поля $\vec{E}$ получаем /9/

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z'}\left(D\frac{\partial N}{\partial z'}\right) + g_{z'}\frac{\partial}{\partial z'}\left(\frac{N}{\nu_i}\right) = -N_0\frac{\partial w_{z'}}{\partial z'} . \qquad (19)$$

Координатная ось z' направлена по магнитному полю $\vec{H}_0$. Анализ стоящего в правой части (19) слагаемого $N_0\frac{\partial w_{z'}}{\partial z'}$, играющего роль эффективного источника неоднородностей, показал, что генерация последних происходит наиболее эффективно на умеренных геомагнитных широтах.

В системе координат x, y, z уравнение (19) имеет вид

$$\frac{d^2N}{dz^2} + \left(\frac{3}{2H} - 2iK_x \operatorname{tg}\Psi\right)\frac{dN}{dz} +$$
$$+\left[\frac{1}{2H^2} - \frac{i\omega}{D\cos\Psi} - K_x^2 \operatorname{tg}^2\Psi - \frac{3iK_x}{2H}\operatorname{tg}\Psi\right]N = \qquad (20)$$
$$= \frac{iN_0 w_0}{D_0}\left(K_z + \frac{i}{2H}\right)\left(1 - \frac{K_z + \frac{i}{2H}}{K_x}\operatorname{tg}\Psi\right) exp\left(-iK_z z - \frac{z}{2H}\right),$$

где D_0 – значение коэффициента диффузии на фиксированном уровне $z=0$, который можно расположить в нижней части области F. Уравнение (20) записано в предположении, что регулярные параметры ионосферы слабо зависят от времени и горизонтальных координат, а $N \sim exp(i\omega t - iK_x x)$.

Решение уравнения (20)[x)] находится аналогично тому, как это было сделано при анализе (9). Приводить подробно его мы не будем. Выпишем лишь значения электронной концентрации N_1 и N_2 характеризующие ПВ в F области, соответственно, при ограничениях (I5), (I6)

$$N_1 \simeq -\frac{iN_0 w_0\left(K_z+\frac{i}{2H}\right)\left[1-\frac{K_z}{K_x}-i\frac{tg\psi}{2K_xH}\right]exp\left(-iK_z z-\frac{z}{2H}\right)}{D_0\left(K_z+K_x tg\psi\right)\left[K_z+\frac{i}{2H}+K_x tg\psi\right]} \quad (2I)$$

$$N_2 \simeq \frac{N_0 w_0\left(K_z+\frac{i}{2H}\right)}{\omega}\left[cos^2\psi-\frac{K_z+\frac{i}{2H}}{K_x}sin\psi cos\psi\right]\times exp\left(-iK_z z+\frac{z}{2H}\right) \quad (22)$$

Численные оценки величины N по формулам (2I), (22) при заданных характеристиках внутренних гравитационных волн приводят примерно к тем же выводам, что и в /9/.

Рассматривая перераспределение N в области Е и обращаясь к (I4), (I7) заметим, что значения N зависят от направления распространения внутренних волн. В частности, при строго меридиональном распространении в рассматриваемых приближениях $N=0$. Это обстоятельство согласуется с экспериментальными данными о связи между появлением слоя E_s и ПВ /I0,II/.

По поводу оценок N_1 и N_2 на основе (I4), (I7) можно заметить следующее. При типичных значениях параметров использованное ранее условие $N_1, N_2 \ll N_0$ удовлетворяется фактически только в случае квазимеридионального распространения ПВ. При прохождении ПВ в зональных направлениях из (I4), (I7) можно получить, что возмущения электронной концентрации N порядка N_0 или превосходят ее. К тому же выводу авторы пришли раньше /I2/, используя в расчетах более грубое приближение. Метод возмущений, применявшийся при вычислениях N, естественно нарушается в этих условиях. При этом, как и в теории спорадического слоя Е /5/, надо учитывать дополнительные факторы (например, рекомбинацию, нелинейность и др.). Рассмотрение вопроса с учетом этих факторов представляет довольно сложную самостоятельную задачу.

[x)] Ранее в /9/ это решение не было получено. Был использован упрощенный анализ, основанный на пренебрежении отдельными слагаемыми в левой части /I9/.

Л и т е р а т у р а

I. C.O.Hines. Canad. J.Phys., 38, 1441 (1960).
2. Б.Н.Гершман, Г.И.Григорьев. Изв.ВУЗов. Радиофизика, II, 5 (1968).
3. I.Tolstoy. Rev. Mod. Phys., 35, 207 (1963).
4. К.Эккарт. Гидродинамика океана и атмосферы. ИЛ., М., 1963.
5. Б.Н.Гершман. Динамика ионосферной плазмы. Изд-во "Наука", М., 1974.
6. Г.Н.Ватсон. Теория басселевых функций, ч.I. ИЛ., М., 1949.
7. Э.Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Изд-во "Наука", М., 1965.
8. W.H.Hook. J.Atm. Terr. Phys., 30, 795 (1968).
9. Б.Н.Гершман, Г.И.Григорьев. Геомагнетизм и аэрономия, 6, 246 (1966).
10. З.С.Шарадзе. Изв. ВУЗов. Радиофизика, 13, 1001 (1970).
11. С.П.Чернышева, В.М.Шефтель, А.М.Можаев. Геомагнетизм и аэрономия, 10, 1087 (1970).
12. Б.Н.Гершман, Г.И.Григорьев, Ю.А.Игнатьев. Геомагнетизм и аэрономия, 8, 72 (1968).

ВЕТРЫ В СТАЦИОНАРНОЙ АТМОСФЕРЕ

Э.И.Гинзбург

Теоретические схемы крупномасштабных атмосферных процессов к настоящему времени разработаны явно недостаточно, что, в основном, объясняется необходимостью рассмотрения сложной многопараметрической задачи. Даже для анализа линеаризованной исходной системы гидродинамических уравнений приходится делать ряд предположений. В частности /I/: I) Земля имеет точную форму шара, 2) атмосфера находится в состоянии гидростатического равновесия, уравнение для которого записывается в виде:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}=-g \qquad (I)$$

3) основные поля T – температуры, p – давления, ρ – плотности не зависят от кошироты θ и восточной долготы φ, то есть являются постоянными во времени и зависят только от координаты z.

Хорошо известно (см., например, /2/), что: а) Земля имеет форму геоида, б) уравнение гидростатического равновесия содержит не ускорение силы тяжести, а градиент от потенциала Земли G который является суммой гравитационного потенциала V и потенциальной энергии частицы во вращающейся системе

$$G = -\frac{1}{2}\Omega^2 r^2 \sin^2\theta + V \tag{2}$$

где Ω - угловая скорость вращения Земли,
в) изотермические поверхности нулевой гармонической составляющей температурного поля в общем случае не совпадают ни с поверхностью сферы, ни с поверхностью геоида, ни с эквипотенциальной поверхностью. Эквипотенциальная поверхность повторяет поверхность геоида (близка к ней) только вблизи поверхности Земли. Наличие горизонтальных относительно эквипотенциальной поверхности температурных градиентов должно привести к возникновению основных потоков (ветров) /3/.

Цель настоящей заметки - получить выражение для основных полей Т, р, $\vec{v}$ при ослаблении обычно принимаемых ограничений (I--3).

Для установившегося температурного поля стационарное состояние атмосферы определяется системой гидродинамических уравнений вида:

$$\nabla p = -\rho\nabla G - 2\rho[\vec{\Omega}\vec{v}] - \frac{\rho}{2}\nabla v^2 + \rho[\vec{v}\,\mathrm{rot}\,\vec{v}] + (\xi + \frac{4}{3}\eta)\,\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,\vec{v} - \eta\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\vec{v} + \frac{1}{c}[\vec{j}\vec{H}], \tag{3}$$

$$\mathrm{div}\,\rho\vec{v} = 0, \quad p = R_\mu \rho T,$$

где R_μ - газовая постоянная, ξ, η - коэффициенты вязкого трения, c - скорость света, $\vec{j}$ - плотность тока, $\vec{H}$ - магнитное поле Земли; последний член в правой части первого уравнения (3) определяет эффект магнитогидродинамических сил, который может быть существенным на больших (ионосферных) высотах.

При выделении нулевой гармонической составляющей Т ($\vec{r}, t$) основное температурное поле по необходимости является функцией только r и θ. Из соображений симметрии следует, что при Т =Т (r, θ) все искомые величины могут быть функциями только r и θ. Ясно также, что в рассматриваемом случае меридиональная циркуляция может поддерживаться только передачей количества движения от зональных основных потоков. Сказанное позволяет в первом приближении пренебречь меридиональной циркуляцией. При этом система(3) в проекциях на координатные оси перепишется в форме:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial p}{\partial r}=-\rho\frac{\partial G}{\partial r}+2\rho\Omega v_\varphi \sin\theta+\frac{1}{r}\rho v_\varphi^2+\frac{1}{c}[\vec{j}\vec{H}]_r\ , \\ &\frac{\partial p}{\partial \theta}=-\rho\frac{\partial G}{\partial \theta}+2\rho r\Omega v_\varphi\cos\theta+\rho\,ctg\theta\, v_\varphi^2+\frac{r}{c}[\vec{j}\vec{H}]_\theta \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

$$\left.\begin{aligned} &2\rho\Omega v_\theta\left(\cos\theta+\frac{1}{2r\sin\theta\Omega}\frac{\partial}{\partial\theta}v_\varphi\sin\theta\right)+2\rho\Omega v_r\left(\sin\theta+\frac{1}{2r\Omega}\frac{\partial r v_\varphi}{\partial r}\right)= \\ &\qquad =\eta\frac{1}{r}\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2}r v_\varphi+\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}v_\varphi\sin\theta\right)\right]+\frac{1}{c}[\vec{j}\vec{H}]_\varphi\ , \\ &\frac{\partial}{\partial r}(\rho r^2 v_r)+\frac{r}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\rho v_\theta\sin\theta)=0. \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

Из условия разрешимости системы (4) непосредственно следует, что состояние с $\vec{v}=0$ возможно только в термодинамически равновесной атмосфере, когда $T(\vec{r})=const$ и $\frac{1}{c}[\vec{j}\vec{H}]=0$. Получаемое при этом уравнение $\nabla p=-\rho\nabla G$ непосредственно следует из условия термодинамического равновесия /4/ $\mu+G=0$, где μ - химический потенциал системы.

В выражении (2) гравитационный потенциал V необходимо записать с учетом отличия формы Земли от сферической. Учитывая величины только первого порядка малости относительно параметра сжатия планеты m, имеем /2/

$$V=-g_0\frac{a^2}{r}\left[1-\frac{\alpha^2}{6}m(3\cos^2\theta-1)\left(\frac{a}{r}\right)^2\right], \qquad (6)$$

где с хорошей степенью точности $\alpha m=\frac{a-b}{a}$, a и b - соответственно экваториальный и полярный радиусы Земли. Значение m совпадает с $\Omega^2 a/g_0$, g_0 - значение ускорения силы тяжести на экваторе, $\alpha^2=1-20{,}5m$.

Для термодинамически равновесных условий

$$\left.\begin{aligned} &\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}=-g_0\frac{a^2}{r^2}\left[1+\frac{1}{2}m\alpha^2\left(\frac{a}{r}\right)^2\right]+g_0 m\left[\frac{3}{2}\alpha^2\left(\frac{a}{r}\right)^4\cos^2\theta+\frac{r}{a}\sin^2\theta\right]=g_0G_1, \\ &\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r}=g_0 r m\left[\alpha^2\left(\frac{a}{r}\right)^4+\frac{r}{a}\right]\sin\theta\cos\theta=g_0G_2\sin\theta\cos\theta \end{aligned}\right. \qquad (7)$$

Отсчитывая высоту $z=r-a$ от поверхности сферы радиуса a, запишем решение системы (7) в виде:

$$\begin{aligned} p(z,\theta)=p_0\exp\Big\{&-(1+\alpha^2)\frac{am}{2H}\cos^2\theta-\frac{az}{2H}\left(1+\frac{z}{a}\right)- \\ &-\frac{\alpha^2 maz}{2rH}\left(\frac{a^2}{r^2}+\frac{a}{r}+1\right)\left(\frac{1}{3}-\cos^2\theta\right)\Big\}, \end{aligned} \qquad (8)$$

где $H=\frac{R_\mu T}{g_0}$ - шкала высот (высота однородной атмосферы). Если учесть, что, как правило, αm в два-три раза превышает z/a, то эквипотенциальная поверхность весьма далека от поверхности сферы: при $z=0$ давление на экваторе на порядок больше давления на полюсе.

При $z/a \ll 1$

$$\rho(z,\theta)=\rho_0 \exp\left\{-(1+\alpha^2)\frac{m}{2H}\cos^2\theta-\frac{z}{H}\left(1-\frac{z}{a}\right)+\frac{zm}{H}\left(1+\frac{z}{2a}\right)\sin^2\theta-\frac{mz}{2H}(1-3\cos^2\theta)\alpha^2\right\}$$

Отсчитывая высоту h по нормали от поверхности геоида

$$r=(a+h)(1-\alpha m\cos^2\theta),$$ имеем

$$p(h,\theta)=p_0 \exp\left\{-\frac{h}{H}\left(1-\frac{h}{a}\right)+\frac{hm}{2H}\sin^2\theta-\frac{am}{2H}\cos^2\theta\sin^2\theta\right\} \tag{9}$$

Как и следовало ожидать, отклонения от барометрического закона в рассматриваемом случае пренебрежимо малы: последний член под знаком экспоненты $\sim m$, второй член для высот ~ 300 км дает расхождение между давлением на полюсеи экваторе меньше 5%, первый член совпадает с барометрическим законом (при учете зависимости $g=g(r)$).

Рассмотрим вначале простейший пример неравновесной атмосферы: пусть $T=T(r)$ x). В этом случае из условия разрешимости системы (4) (при $\vec{j}=0$) получаем уравнение для v_φ

$$2\Omega\sin\theta\frac{\partial v_\varphi}{\partial\theta}+\frac{1}{r}\frac{\partial v_\varphi^2}{\partial\theta}=-2\Omega r\Psi(r)v_\varphi\cos\theta+2\Omega r\cos\theta\frac{\partial v_\varphi}{\partial r}-$$
$$-\Psi(r)\operatorname{ctg}\theta v_\varphi^2+\operatorname{ctg}\theta\frac{\partial v_\varphi^2}{\partial r}-\Psi(r)g_0G_2, \tag{10}$$

где $\Psi(r)=\frac{1}{R_\mu T}dR_\mu T/dr.$

Принимая во внимание требование равенства нулю $v_\varphi(r,\theta)$ на полюсах, естественно представить искомую функцию в виде:

$$v_\varphi(r,\theta)=v(r)\sin\theta \tag{11}$$

При этом для $v(r)$ получаем одномерное уравнение

$$(2\Omega r+2v)\frac{dv}{dr}=(2\Omega r+2v)\left(\frac{1}{r}+\Psi\right)-\Psi(v^2-g_0G_2). \tag{12}$$

Вводя переменную $u=v+\Omega r$, получаем:

---

x) Результаты этого пункта приведены в работе /6/.

$$\frac{du^2}{dr} = 2\left(\frac{1}{r}+\frac{\Psi}{2}\right)u^2 - \Psi\left(\Omega^2 r^2 - g_0 G_2\right), \tag{13}$$

решение которого, удовлетворяющее условиям $v_\varphi = 0$ при $r = r_0$ и $v_\varphi = 0$ при $\Psi = 0$, имеет вид

$$u^2 = \frac{r^2\Omega^2\bar{T}}{\bar{T}_0}\left[1 + \int_{r_0}^{r} \frac{\bar{T}_0}{\bar{T}^2}\left(\frac{r_0}{r}\right)^5 \alpha^2 \frac{d\bar{T}}{dr}dr \tag{14}\right.$$

и следовательно,

$$v_\varphi(r,\theta) = r\Omega\sin\theta\left\{\left[\frac{\bar{T}}{\bar{T}_0} + \bar{T}\int_{r_0}^{r}\alpha^2\left(\frac{r_0}{r}\right)^5\frac{1}{\bar{T}^2}\frac{d\bar{T}}{dr}dr\right]^{1/2} - 1\right\}. \tag{15}$$

Здесь $\bar{T} = R_\mu T$.

В качестве оценки v_φ можно с достаточной степенью точности использовать выражение

$$v_\varphi(r,\theta) = r\Omega\sin\theta\left\{\left[2\frac{T}{T_0} - 1\right]^{1/2} - 1\right\} \tag{16}$$

Для высот ~ 250 км $T/T_0 \gtrsim 3$ и $v_\varphi \gtrsim 1{,}24\, r\Omega\sin\theta$.

Полученные значения v_φ нереально велики и, как показывают оценки, не демпфируются силами вязкости и магнитогидродинамического трения. Рассчитанные значения потока являются следствием сильного отличия изотермической поверхности от эквипотенциальной поверхности. Для того, чтобы оценить степень этой зависимости будем предполагать, что изотермические поверхности представляют собой сплюснутые сфероиды с параметром сжатия f. Отсчитывая высоту h по нормали к поверхности такого сфероида, можно считать $T=T(h)$. Удобно переписать систему (4) ($\vec{j}=0$) в координатах

$$\left.\begin{aligned} &h = r(1-f\cos^2\theta)^{-1} - a \\ &\theta' = \theta, \quad \varphi' = \varphi \end{aligned}\right\}. \tag{17}$$

При этом $h(r,\theta)$ определяется с точностью до величин второго порядка малости относительно f и h/a. Имеем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial h} &= \rho g_0(1-f\cos^2\theta)G_1 + \left(2\rho\Omega v_\varphi\sin\theta + \frac{\rho}{r}v_\varphi^2\right)(1-f\cos^2\theta) \\ \frac{\partial p}{\partial \theta} &= \rho g_0\left[2f(a+h)G_1 + G_2\right]\sin\theta\cos\theta + 2\rho v_\varphi\Omega(a+h)(1-f\cos^2\theta + \\ &\quad + 2f\sin^2\theta)\cos\theta + \rho v_\varphi^2\left[2f\cos\theta\sin\theta(1-f\cos^2\theta)^{-1} + \operatorname{ctg}\theta\right] \end{aligned} \tag{18}$$

Для равновесных условий, принимая во внимание, что $v_\varphi = 0$ и $\frac{\partial}{\partial\theta}(1-f\cos^2\theta)G_1 = \frac{\partial}{\partial h}\left[2f(a+h)G_1 + G_2\right]\cos\theta\sin\theta$, можно записать

$$p(h,\theta)=p_0 \exp\left\{\frac{1}{H}\int_0^h (1-f\cos^2\theta)G_1\,dh+\frac{1}{H}\int\left[2f(a+h)G_1+G_2\right]_{h=0}\sin\theta\cos\theta\,d\theta.\right. \quad (19)$$

С прежней точностью запишем

$$(1-f\cos^2\theta)G_1=-1+\frac{2h}{a}(m\alpha^2-f)\cos^2\theta+(1-\frac{\alpha^2}{2})\sin^2\theta$$

$$\left[2f(a+h)G_1+G_2\right]=2ma\left[\frac{m+\alpha^2m-2f}{2m}+\frac{h}{a}(1-\frac{3}{2}\alpha^2+\frac{f}{m})+\right. \quad (20)$$

$$\left.+f(\frac{5}{2}\alpha^2-\frac{2f}{m}-1)\cos^2\theta+f(1-\frac{1}{2}\alpha^2)\sin^2\theta\right]$$

Для геоида, когда $f=m\frac{1+\alpha^2}{2}\simeq m$, как и следовало ожидать, получаем прежний результат (9).

Для оценки v_φ при $T(\vec{z})=T(h)$ можно в системе (18) в коэффициентах при v_φ пренебречь членами порядка f. В свободном члене это можно сделать для высот $h>100$ км. Для меньших высот можно опустить не только члены порядка f, но и h/a. При сделанных предположениях выражение для v_φ аналогично (15)

$$v_\varphi(h,\theta)=z\Omega\sin\theta\left\{\left[2\frac{T}{T_0}-1-\frac{2f}{m}\left(\frac{T}{T_0}-1\right)-\frac{3(m-2f)}{m}\frac{T}{a}\int_0^h\frac{h}{T^2}dT\right]^{1/2}-1\right\} \quad (21)$$

При $f=0$ имеем случай (15). При $f/m=1$ изотермические поверхности повторяют форму геоида. В этом случае v_φ определяется последним членом в квадратных скобках выражения (21). Влияние этого члена заметно только на больших высотах. Для оценки v_φ в рассматриваемом случае предположим, что до высот $h_0\simeq 100$ км атмосфера изотермична с $T_0\simeq 250^\circ$, для $h>h_0$ температура линейно растет с масштабом H_T. Тогда

$$v_\varphi\simeq\Omega z\sin\theta\left[\frac{3}{2}\frac{h_0-H_T}{a}\frac{T-T_0}{T_0}+\frac{3}{2}\frac{T}{T_0}\frac{H_T}{a}\ln\left(1-\frac{h-h_0}{H_T}\right)\right]. \quad (22)$$

Полагая $H_T\simeq 50$ км, $\frac{T-T_0}{T_0}\gtrsim 3$, получаем на высоте 250 км

$$v_\varphi\simeq 0{,}1\Omega z\sin\theta.$$

Таким образом, если изотермические поверхности повторяют форму геоида, то на малых высотах зональная циркуляция в стационарном случае пренебрежимо мала. На больших высотах для значений параметров, близких к параметрам термосферы, наблюдается сверхвращение атмосферы, достигающее величин порядка 40 м/сек на высоте 250 км. Результаты экспериментальных измерений сверхвращения на тех же высотах в средних широтах дают значение порядка (0,25÷0,3)*

Ωr /5/. Необходимо отметить, что совпадение с наблюдаемым сверхвращением можно получить незначительной деформацией изотермического эллипсоида. Для этого достаточно потребовать значения $f/m \simeq 0,9$.

При $\frac{T}{T_0} > 1$ западный ветер имеет место при $f/m < 1$ (сверх - вращение), при $f/m > 1$ возникает восточный ветер.

При $\frac{T}{T_0} < 1$ - картина обратная.

Случай, когда $f/m > 1$ при $T/T_0 < 1$, имеет место на тропосферных высотах. Предполагая, что высота тропопаузы над экватором $\sim$ 17 км, над полюсом $\sim$ 10 км и, что изотермические поверхности близки к поверхности сплюснутого сфероида, имеем $f/m \sim 4/3$, и западный ветер $v_\varphi \simeq \frac{1}{3}\left(1-\frac{T}{T_0}\right)\Omega r \sin\theta$. Значение этого ветра может достигать величин ~ 30 м/сек. Вероятно, с этим фактом можно связать наблюдаемые на средних широтах западные ветры на больших тропосферных высотах (вне зависимости от сезона).

Оценим влияние магнито-гидродинамических сил на стационарную ветровую систему верхней атмосферы. Исходя из квазигидродинамической системы уравнений движения для электронов и ионов, для крупномасштабных и медленно измеряющихся во времени процессов можно записать выражения для скоростей электронов и ионов

$$\vec{u}_e = \frac{1}{1+q_e^2}\left\{\vec{A} - q_e[\vec{A}\vec{h}_0] + q_e^2\vec{h}_0(\vec{h}_0\vec{A})\right\},$$

$$\vec{u}_i = \frac{1}{1+q_i^2}\left\{\vec{B} + q_i[\vec{B}\vec{h}_0] + q_i^2\vec{h}_0(\vec{h}_0\vec{B})\right\},$$

где $\vec{h}_0 = \vec{H}/H$, $\vec{E}$ - электрическое поле,

$$\vec{A} = \vec{V} + \frac{\alpha_e}{eN}\vec{j} - \frac{D_e}{N}\vec{G}_e - \frac{e}{m_e\nu_{en}}\vec{E},$$

$$\vec{B} = \vec{V} - \frac{\alpha_i}{eN}\vec{j} - \frac{D_i}{N}\vec{G}_i + \frac{e}{m_i\nu_{in}}\vec{E},$$

$$\alpha_e = \frac{m_e\nu_{ei}}{m_e\nu_{en}}, \quad \alpha_i = \frac{m_e\nu_{ei}}{m_i\nu_{in}}, \quad \vec{G}_e = \nabla N - \vec{g}\frac{m_e N}{\varkappa T_e},$$

$$G_i = \nabla N - \vec{g}\frac{m_i N}{\varkappa T_i},$$

$q_\alpha^2 = \frac{\omega_{H\alpha}^2}{\nu_{\alpha n}^2}$, $\nu_{\alpha\beta}$ и $\omega_{H\alpha}$ - соответственно частота соударений частиц сорта α с частицами β и *гиро*частота частиц α, $D_\alpha = \frac{\varkappa T_\alpha}{m_\alpha \nu_{\alpha n}}$, N - концентрация ионов, $\varkappa$ - постоянная Больцмана.

Для достаточно сильно замагниченной плазмы $q_i q_e \gg 1$ при хорошо выполняющемся на ионосферных высотах условии $\alpha_i/(1+q_i^2) \ll 1$ имеем

$$\frac{1}{\rho_i \nu_{in}} \frac{1}{c}[\vec{J}\vec{H}] = \frac{q_i}{1+q_i^2}[\vec{v}\vec{h}_0] + \frac{q_i^2}{1+q_i^2}\Big\{-\vec{v} + \vec{h}_0(\vec{v}\vec{h}_0) + \frac{D_i q_i}{N(1+q_i^2)}\Big[\Big(-\nabla N + \frac{eN}{\varkappa T_i}\vec{E}\Big)\vec{h}_0\Big] + \frac{[\vec{g}\vec{h}_0]}{\nu_{in}}\frac{q_i}{1+q_i^2} + \frac{D_i}{N(1+q_i^2)}\Big\{\Big(-\nabla N + \frac{eN}{\varkappa T_i}\vec{E}\Big) + \vec{h}_0\Big(\nabla N - \frac{eN}{\varkappa T_i}\vec{E}\Big)\Big\} + \frac{1}{\nu_{in}}\frac{q_i^2}{1+q_i^2}\big(-\vec{g} + \vec{h}_0(\vec{g}\vec{h}_0)\big) + \frac{D_a}{N}\Big\{\nabla N - \vec{h}_0(\nabla N\vec{h}_0)\Big\}, \tag{23}$$

D_a – коэффициент амбиполярной диффузии.

Ионосферные слои можно рассматривать на средних и высоких широтах как несильно вытянутые плазменные неоднородности, когда

$$\vec{E} = -\frac{\varkappa T_e \nabla N}{eN}. \tag{24}$$

В окрестности экватора неоднородности являются сильно вытянутыми вдоль магнитного поля и

$$\vec{E} = \frac{\varkappa T_i \nabla N}{eN}. \tag{25}$$

Определяя электрическое поле соотношениями (24), (25), мы имеем ввиду только внутреннее поляризационное поле плазмы, исключая из рассмотрения внешнее электрическое поле.

Для простоты будем считать магнитное поле Земли близким к дипольному с составляющими $\vec{h}_0(-\cos\theta, \sin\theta, 0)$. Принимая во внимание условия $|\nabla_\varphi N|$, $|\nabla_\theta N| \ll |\nabla_z N|$, соотношение (24) и опуская члены с v_z и v_θ, имеем к правой части первого уравнения системы (4) добавку вида

$$\rho\left\{\frac{\rho_i \nu_{in}}{\rho(1+q_i^2)} q_i v_\varphi \sin\theta + \frac{\rho_i \nu_{in}}{\rho}\frac{q_i^2}{1+q_i^2}\left[\frac{D_a}{N}\frac{dN}{dz} + \frac{g}{\nu_{in}}\right]\sin^2\theta\right. \tag{26}$$

и ко второму уравнению (4) –

$$-\rho\left\{\frac{\rho_i \nu_{in}}{\rho(1+q_i^2)} q_i v_\varphi \cos\theta + \frac{\rho_i \nu_{in}}{\rho}\frac{q_i^2}{1+q_i^2}\left[\frac{D_a}{N}\frac{dN}{dz} + \frac{g}{\nu_{in}}\right]\sin\theta\cos\theta\right.. \tag{27}$$

Если использовать соотношение (25), то выражения (26), (27) практически не изменятся: необходимо при члене с D_a заменить $q_i^2/1+q_i^2$ на единицу. Выражения (26), (27) дают хорошую экстраполяцию и на случай $q_i \to 0$.

Обозначим

$$\gamma_1(\vec{z},t) = \frac{\rho_i \nu_{in}}{\rho}\frac{q_i}{1+q_i^2}, \quad \gamma_2(\vec{z},t) = \frac{\rho_i \nu_{in}}{\rho}\frac{q_i^2}{1+q_i^2}\left[\frac{D_a}{N}\frac{dN}{dz} + \frac{g}{\nu_{in}}\right]. \tag{28}$$

Для оценки влияния магнитогидродинамических поправок на стационарный основной поток необходимо ограничиться только нулевой гармонической составляющей функций γ_1 и γ_2. При этом с хорошей степенью точности их можно считать функциями только h (в системе координат (I7)). Последнее утверждение, строго говоря, справедливо лишь при $(f-m)/m \ll 1$. В противном случае необходимо учитывать зависимость ρ от θ. Зависимость ρ от v_φ пренебрежимо мала: даже в случае (I5) учет v_φ дает в показателе экспоненты (9) член порядка $mh\sin^2\theta/H$.

В системе координат (I7), вводя замены переменных (II) и $u = \Omega r - \frac{r\gamma_1}{2} + v$ нетрудно получить для u уравнение вида

$$\frac{du^2}{dh} = 2u^2\left(\frac{1}{r} + \frac{\psi(h)}{2}\right) + L(h) , \tag{29}$$

где $$r = a + h ,$$

$$L(h) = \psi(h)\Omega^2 a^2 \frac{m-2f}{m}\left(1-\frac{h}{a}\right) - \frac{r^2\gamma_1}{2}\left[\left(\frac{d\ln\gamma_1}{dr} - \psi\right)\left(\frac{2\Omega}{\gamma_1} - 1\right) - \frac{\psi}{2}\right] + r\gamma_2\left(\frac{d\ln\gamma_2}{dr} - \psi\right) .$$

При записи уравнения (29) сделано предположение $u^2 \gg 4\gamma_1 a v_\varphi$, что оправдывается результатами.

Учитывая сделанные замечания, имеем при $m=f$

$$u = r\Omega\left\{1 + 3T\int_0^h \frac{h\psi(h)}{aT} + \frac{\gamma_2}{a\Omega^2} - \frac{\gamma_1}{\Omega}\left(1 - \frac{\gamma_1}{4\Omega}\right)\right\}^{1/2} \tag{30}$$

$$v_\varphi = \sin\theta_0\, u - \left(1 - \frac{\gamma_1}{2\Omega}\right) . \tag{31}$$

Как и в случае (23), полученное значение v_φ представляет интерес только для больших высот. Оценим v_φ для $h \sim 250$ км.

Предположим, что усредненный высотный профиль $N(h)$ близок к чепменовскому слою. Тогда на высотах $(z_m - H)$, где z_m – высота максимума слоя F_2, $dN/dz \simeq N/H$. При изменении экзосферной температуры от 1000^0 до 2000^0 среднее значение $n \sim 3{,}5\cdot 10^9$, средний молекулярный вес ~ 19, $\bar{H} \sim 50$ км, основной ион на указанных высотах O^+, $(m_i/m_e)^{1/2} \simeq 1{,}2\cdot 10^2$, $\nu_{in} \simeq 1{,}2\cdot 10^2 \nu_{en}$, $D_a \simeq 3\cdot 10^{10}/\nu_{in}$

$$\gamma_1 \simeq \bar{N}\, 5\cdot 10^{-13}, \quad \gamma_2 \simeq 10^{-5}\bar{N} + g\, 1.5\cdot 10^{-10}\bar{N} . \tag{32}$$

Отсюда следует, что члены с γ_1 пренебрежимо малы, $\gamma_2/a\Omega^2 \simeq \simeq 3\cdot 10^{-7}$, и вклад магнитогидродинамических сил в v_φ становится заметным лишь при $\bar{N} \sim 10^6$. Последнее может иметь место в годы максимума солнечной активности. При этом скорость сверхвращения атмосферы достигает наблюдаемых величин (при учете $\psi(h)$).

Итак, для оценки v_φ с учетом магнитогидродинамических сил при $f=m$ можно использовать выражение:

$$v_\varphi = r\Omega \sin\theta \left[\left\{ 1 + 3T \int_0^h \frac{h\psi(h)}{aT} + \frac{\gamma_2}{a\Omega^2} \right\}^{1/2} - 1 \right]. \tag{33}$$

Для не сильно возмущенных периодов, когда $\bar{N} \simeq (2\text{-}3)\cdot 10^5$, эффектом магнитогидродинамических сил можно пренебречь.

В заключение оценим влияние вязких сил на стационарный основной поток. Для случая наиболее сильных основных потоков ($f=0$) систему уравнений (5) можно переписать в виде

$$\left.\begin{aligned} & u_\theta \cos\theta + u_r \sin\theta\, c(r) = B(r)\sin\theta \\ & \frac{\partial}{\partial r} r u_r + \frac{1}{\sin\theta} u_\theta \sin\theta = 0 \end{aligned}\right\} \tag{34}$$

где

$$u_r = r\rho v_r, \quad u_\theta = r\rho v_\theta, \quad B(r) = \eta \frac{4rA' + r^2 A''}{2A(r)},$$

$$c(r) = \frac{rA'}{2A} + 1, \quad A^2 = 2\frac{T}{T_0} - 1, \quad A' = \frac{dA}{dr}.$$

Ограничимся случаем линейного роста температуры с высотой $A^2 = \alpha r + \beta$. В реальных условиях как на низких так и на больших высотах атмосферу можно считать изотермичной с $\vec{v} = 0$ (в стационарных условиях). В рассматриваемом случае, когда температура и v_φ неограниченно растут с высотой, рассчитанная меридиональная циркуляция нереальна и представляет интерес только с точки зрения сопоставления величин зональных и меридиональных потоков.

При сделанных ограничениях, предполагая $(\alpha r_0) \gg 1$, имеем

$$\begin{aligned} & B(r) = -\eta r^2 \left(\frac{T'}{T_0}\right) \Big/ 2A^4, \qquad c(r) = r\frac{T'}{T_0} \Big/ 2A^2 \\ & \eta \frac{r^2\alpha^2}{2(\alpha r + \beta)^2} - 4\left(r + \frac{\beta}{\alpha}\right) ctg\theta \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - 3 ctg\theta\, u_\theta + \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} = 0. \end{aligned} \tag{35}$$

Первый интеграл уравнения (35) имеет вид

$$(u_\theta + c) = \frac{\eta}{2}\left(\frac{r}{r_0}+\frac{\beta}{\alpha r_0}\right)^{-1/2} \sin^5\theta \left\{ \lambda^{1/2}\left(1-\frac{2}{3}\lambda+\frac{1}{5}\lambda^2\right)\right\},$$
$$\lambda = \cos^2\theta, \quad c = const. \tag{36}$$

Расходимость решения на полюсах устраняется требованием ограниченности решения, чему можно удовлетворить, поскольку в окрестности полюсов существует первый интеграл вида

$$u_\theta + c = -\frac{\eta\theta}{12}\left(\frac{r}{r_0}+\frac{\beta}{2r_0}\right)^{-2} \tag{37}$$

Приведенные выражения позволяют заключить, что компоненты меридиональной циркуляции порядка $\eta\alpha/\rho$. Порядок этой величины оправдывает пренебрежение меридиональной циркуляцией при расчете v_φ в стационарных условиях.

Сформулируем кратко полученные результаты.

I. Отклонения от барометрического закона распределения основных полей давления и плотности пренебрежимо малы только на небольших расстояниях от поверхности Земли (в системе координат геоида).

2. На больших расстояниях от поверхности геоида, $h >$ 100 км, при $T=T(h)$ отклонение от барометрического закона, то есть несовпадение изотермических поверхностей с эквипотенциальными, приводит к образованию заметных зональных потоков, значение которых сильно зависит от абсолютной разности температур системы $\frac{T-T_0}{T_0}$.

3. При большой солнечной активности, когда экзосферная температура достигает значения $\sim 2000^\circ$, западные зональные потоки могут достигать значений скоростей наблюдаемого сверхвращения атмосферы или даже превышать их при учете эффекта магнитогидродинамических сил.

4. При расчете основного потока существенно влияние нелинейного члена, который уменьшает величину v_φ больше чем в два раза. Меридиональная циркуляция, вызванная зональным потоком в результате действия вязких сил, незначительна, то есть влиянием вязкого трения на основной зональный поток можно пренебречь. Эффект магнитогидродинамических сил существенен только в период большой солнечной активности.

5. В случае, когда изотермические поверхности имеют форму сплюснутого сфероида, но не совпадают с геоидом, полученное в аналитической форме решение указывает на резкую зависимость величины зонального потока от параметра "сжатия" f.

Л и т е р а т у р а

1. С.Чепмен, Р.Линдзен. Атмосферные приливы. Изд-во "Мир", М., 1972.
2. С.И.Акасафу, С.Чепмен. Солнечно-земная физика, ч.I. Изд-во "Мир", М., 1974.
3. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика сплошных сред. Изд-во Тех.-теор.лит., М., 1954.
4. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика. Гостехиздат, 1958.
5. D.G.King-Hele. Nature, 213, 1110, 1967.
6. H.E.Moses. J.Geophys. Res., 78, 6195, 1973.

О ВЛИЯНИИ НЕОДНОРОДНОСТИ СРЕДЫ И ВЕТРА НА ЗАТУХАНИЕ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Э.И.Гинзбург

I. Эффекты затухания внутренних волн в верхней атмосфере, обусловленные силами вязкого трения, теплопроводностью, омическими потерями (в ионосфере), играют важную роль при исследовании динамики рассматриваемой области. Для ряда теоретических оценок существенный интерес представляют расчеты соответствующих коэффициентов затухания.

Для изотермичной плоскослоистой атмосферы детальный расчет вязкой диссипации, когда коэффициенты кинематической вязкости $\nu_1=\mu/\rho_0$, $\nu_2=\xi/\rho_0$ и температуропроводности $\chi=\lambda/c_p\rho_0$ не зависят от координат, проведен в работах /I,2/. При тех же условиях и постоянстве коэффициента удельной поперечной проводимости $a_0=\frac{\sigma H_0^2}{\rho_0 c^2}$ магнитогидродинамическое поглощение рассматривалось в /3-7/. Попытки обобщения полученных результатов на случай зависимости указанных коэффициентов от высоты предпринимались в ряде работ. В /8/ зависимость $\nu_1(z)$ учитывалась при рассмотрении внутренних гравитационных волн в несжимаемой жидкости. В работе /9/ исследовалось затухание звуковых волн при постоянном динамическом коэффициенте вязкости μ. Некоторые результаты, полученные численно, содержатся в /10,11/. В /12/ предпринята попытка учесть влияние на затухание внутренних волн малых горизонтальных градиентов термодинамических параметров ρ_0 и T_0.

В настоящей работе учет зависимости кинематических коэффициентов от высоты проводится на основе метода геометрической оптики, что позволяет получить достаточно общие результаты. Осуществлен также более последовательный, чем в /I2/, учет малых горизонтальных градиентов ρ_0, T_0, p_0.

2. Рассмотрим условия применимости приближения геометрической оптики к решению задачи о затухании малых колебаний свободной атмосферы. Для получения необходимых условий достаточно ограничиться вертикально стратифицированной средой. Исходную систему линеаризированных уравнений гидродинамики в рассматриваемом случае можно записать в форме, близкой к используемой в работе /I3/

$$\left.\begin{aligned} & i\Omega\vec{v} = -\frac{\rho}{\rho_0} g\vec{e}_z - \frac{1}{\rho_0}\nabla p - v_z\frac{d}{dz}\vec{v}_0 + \frac{1}{\rho_0}\vec{\Phi} \\ & i\Omega\rho = -\rho_0\nabla\vec{v} + 2\alpha(1+\beta)v_z\rho_0 \\ & i\Omega(p - c_0^2\rho) = v_z\left[-g\rho_0 + 2\alpha(1+\beta)c_0^2\rho_0\right] + c_0^2 G \end{aligned}\right\} \qquad (I)$$

В (I) и далее невозмущенные значения величин снабжены значком "0", а их возмущенные значения не содержат никаких индексов. В этих уравнениях ρ -плотность газа, p - давление, $\vec{v}$ - скорость, $\vec{g}$ - ускорение силы тяжести, c_0^2 - квадрат скорости звука, $\gamma = c_p/c_v$ - отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме. При записи (I) учтено, что состояние невозмущенной атмосферы близко к гидростатическому

$$p_0 = p_1 exp\left\{-\int_0^z \frac{dz}{H}\right\}, \quad \rho_0 = \frac{\gamma p_0}{c_0^2}. \qquad (2)$$

$H = \dfrac{c_0^2}{\gamma g} = \dfrac{1}{2\alpha}$ - высота однородной атмосферы, $\beta = \dfrac{H}{T_0}\dfrac{dT_0}{dz}$.

Поскольку коэффициенты системы (I) не зависят от времени и от горизонтальных координат, то решение ищется пропорциональным $exp\, i(\omega t - \vec{K}_\perp\vec{r})$, где ω - частота, $\vec{K}_\perp$ - горизонтальный волновой вектор, $\vec{K}_\perp = \vec{K}_\perp(K_x, K_y, 0)$. При наличии постоянного во времени горизонтального ветра $\vec{v}_0(z)$

$$\Omega = \omega - \vec{K}_\perp\vec{v}_0 \qquad (3)$$

Поглощение считаем малым, то есть предполагаем, что функции $\vec{\Phi}$ и $c_0^2 G$ являются малыми добавками к соответствующим уравнениям;

$$\vec{\Phi}=\sum_{i,\alpha}\vec{e}_i\left\{\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left[\mu\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_\alpha}+\frac{\partial v_\alpha}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\delta_{i\alpha}\operatorname{div}\vec{v}\right)\right]-\frac{\partial}{\partial x_i}\xi\operatorname{div}\vec{v}\right\}+$$
$$+\alpha\left\{\vec{h}_0\left(\vec{h}_0\left(\vec{v}-\frac{\rho}{\rho_0}\vec{v}_0\right)\right)-\left(\vec{v}-\frac{\rho}{\rho_0}\vec{v}_0\right)-\frac{\rho}{\rho_0}\frac{d}{dz}\mu\frac{d\vec{v}_0}{dz}\right\}, \tag{4}$$

$$c_0^2G=\sum_\alpha\frac{\gamma}{c_p}\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\lambda\frac{\partial}{\partial x_\alpha}\left(\frac{p-\rho c_0^2/\gamma}{\rho_0}\right), \tag{5}$$

здесь $\vec{h}_0$ – единичный вектор в направлении постоянного магнитного поля Земли, $\vec{e}_i$ – единичные орты выбранной системы координат, $\vec{e}_z$ – направлен вертикально вверх. Невозмущенную атмосферу при постоянных T_0, $\vec{v}_0$ и кинематических коэффициентах будем называть однородной.

Исключая из системы (I) p и $\vec{v}$, получаем для ρ уравнение

$$\frac{d^2q}{dz^2}+\frac{\Omega^2}{c_0^2}\varepsilon(z)q=0, \tag{6}$$

где

$$q=\rho\exp\left\{\int_0^z\frac{1}{2}\left[\frac{\omega_g^2}{g}\left(1-\frac{2\beta g\alpha}{\Omega^2-\omega_g^2}\right)+\frac{g}{c_0^2}+\beta_v\frac{4\Omega^2\alpha}{\Omega^2-\omega_g^2}\right]dz\right\},$$

$$\omega_g^2=2\alpha g\left(1-\frac{g}{2\alpha c_0^2}\right)+2\beta g\alpha,\quad \beta_v=\frac{H}{\Omega}\vec{K}_\perp\frac{d\vec{v}_0}{dz},$$

$\varepsilon(z)=\left(n-i\frac{c_0}{\Omega}\varkappa_z\right)^2$ – комплексная "диэлектрическая проницаемость" для рассматриваемых колебаний, n – показатель преломления, $\varkappa_z$ – пространственный коэффициент затухания волны в направлении $\vec{e}_z$. Показатель преломления n определяется соотношением

$$\frac{\Omega^2}{c_0^2}n^2=\frac{\Omega^2}{c_0^2}-K_\perp^2\left(1-\frac{\omega_g^2}{\Omega^2}\right)-\alpha^2(1-\beta^2)+\left\{2\beta\alpha^2\frac{\omega_g^2-\frac{2}{\gamma}\Omega^2}{\Omega^2-\omega_g^2}-\right.$$
$$\left.-\frac{\alpha^2\beta^2\omega_g^2(\omega_g^2+2\Omega^2)}{(\Omega^2-\omega_g^2)^2}+\beta_v\frac{4\alpha^2\Omega^2}{\Omega^2-\omega_g^2}\left[\left(\frac{2}{\gamma}-1\right)+\frac{(4\omega_g^2-\Omega^2)\beta}{\Omega^2-\omega_g^2}\right]-\beta_v\frac{4\alpha^2\Omega^2(\omega_g^2+2\Omega^2)}{(\Omega^2-\omega_g^2)^2}\right\} \tag{7}$$

Выражение для $\varkappa_z$ зависит от характера связи между вектором затухания $\vec{\varkappa}(\varkappa_x,\varkappa_y,\varkappa_z)$ и функциями $\vec{\Phi}$ и c_0^2G (см.п.4). При $\beta=0$ ω_g^2 совпадает с квадратом частоты Брента-Вяисяля. При записи уравнения (6) $\vec{\Phi}$ и G считались пропорциональными ρ и пренебрегалось вторыми производными $\frac{d^2T_0}{dz^2}$ и $\frac{d^2\vec{v}_0}{dz^2}$.

Пусть T_0 и $\vec{v}_0$ являются медленно изменяющимися функциями координаты z. В этом случае естественно искать решение уравнения (6) в приближении геометрической оптики

$$q = q_1 \exp\left\{-i\int_0^z K_z dz - \int i\vec{K}_\perp(z) d\vec{r}\right\} \tag{8}$$

Поскольку уравнение (6) должно удовлетворяться при любых x и y, то составляющие вектора $\vec{K}_\perp$ не зависят от z. Составляющая K_z определяется дисперсионным уравнением

$$-K_z^2 + \frac{\Omega^2}{C_0^2}\varepsilon(z) = 0. \tag{9}$$

Ограничиваясь в дальнейшем рассмотрением спектра только акустико-гравитационных колебаний (внутренних волн), замечаем, что учет в (7) малых поправок, пропорциональных β и β_v, лишь незначительно изменяет предельные частоты внутренних колебаний (наиболее заметно в области больших значений $K_\perp^2$). Это позволяет использовать для $\varepsilon(z)$ выражение, совпадающее по внешнему виду с $\varepsilon(z)$ в однородном случае

$$\varepsilon(z) = 1 - \frac{C_0^2}{\Omega^2}\left[K_\perp^2 \frac{\Omega^2 - \omega_g^2}{\Omega^2} + \alpha^2\right] \tag{10}$$

Имеем две ветви предельных частот $\Omega_K^2 = \Omega_K^2(K_\perp)$, определяемых из уравнения $\varepsilon(z, \Omega) = 0$

$$\Omega_K^2 = \frac{(K_\perp^2 + \alpha^2)C_0^2}{2} \pm \left\{\frac{C_0^4(K_\perp^2 + \alpha^2)^2}{4} - K_\perp^2 \omega_g^2 C_0^2\right\}^{1/2}. \tag{11}$$

Одна ветвь Ω_{K1}^2 соответствует акустическим волнам (знак +), другая Ω_{K2}^2 – внутренним гравитационным волнам (знак –). Для звуковых волн (акустическая ветвь колебаний с $K_\perp^2 = 0$) $\Omega_K^2 = C_0^2\alpha^2$. В приближении геометрической оптики отражение внутренних волн имеет место на уровне, где частота волны равна предельной частоте.

Используя формализм, приведенный в /14/, условие применимости приближения геометрической оптики можно записать в виде

$$\frac{C_0}{\Omega} \frac{\left\{(n')^2 + \left[\left(\frac{C_0 \varkappa_z}{\Omega}\right)'\right]^2\right\}^{1/2}}{n^2 + \left(\frac{\varkappa_z C_0}{\Omega}\right)^2} \ll 1. \tag{12}$$

При $\varkappa_z = 0$ с учетом (10) достаточно далеко от области отражения имеем

$$|\beta| \ll 1, \quad 4|\beta_v| \ll 1 \quad \text{при} \quad K_\perp^2 \ll \alpha^2 \tag{13}$$

$$\left|\frac{\beta}{K_\perp H}\right| \ll 1, \quad \left|\frac{4\beta_v}{K_\perp H}\right| \ll 1 \quad \text{при} \quad K_\perp^2 \gg \alpha^2 \tag{14}$$

При $\varkappa_z \neq 0$ существенна малость составляющих вектора затухания по сравнению с соответствующими показателями преломления – только такие волновые процессы и имеют физический смысл. Зависимость кинематических коэффициентов от высоты ставит дополнительные ограничения, связанные с возможностью применения приближения геометрической оптики. Предполагая наиболее резкий характер изменения $\varkappa_z$ с высотой с масштабом H, необходимые неравенства можно записать в виде

$$\left|\frac{\varkappa_z}{K_z}\right| \ll |K_z H| , \quad |\varkappa_i| \ll |K_i| . \qquad (15)$$

Таким образом, условия (13), (15) позволяют, используя обычную процедуру, получить выражения для коэффициентов затухания в случае, когда характерные пространственные масштабы изменения кинематических коэффициентов не меньше H.

3. Прежде чем переходить к рассмотрению коэффициентов затухания, удобно выписать выражения для вспомогательной величины $\Gamma(z)$. Как видно из дальнейшего, коэффициенты затухания достаточно просто связаны с этой величиной. Для $\Gamma(z)$ сохраним название "декремент затухания", взяв его в кавычки. Запишем дисперсионное уравнение (9) с учетом малых членов $\vec{\Phi}$ и G

$$Det(\Omega,\vec{K}) = \frac{\Omega^2 C_0^2}{\rho}\left\{\frac{\omega_g^2}{g}\Phi_z - i\Omega G + \nabla\left[\left(\Phi_z - i\frac{gG}{\Omega}\right)\vec{e}_z + \frac{\Omega^2-\omega_g^2}{\Omega^2}\vec{\Phi}_\perp\right]\right\} , \qquad (16)$$

где $Det(\Omega,\vec{K}) = \Omega^4 - K^2 C_0^2\Omega^2 + K_\perp^2\omega_g^2 C_0^2$, $K^2 = K_\perp^2 + K_z^2 + \alpha^2 = k^2 + \alpha^2$.

Левая часть соотношения (16) является комплексной величиной, поскольку Ω заменено на $\Omega + i\Gamma$. Условие малости правой части (16) совпадает с условием малости "декремента затухания"

$$|\Omega| \gg |\Gamma| . \qquad (17)$$

При выполнении условия (17)

$$\Gamma = \frac{Jm\,Det(\Omega,\vec{K})}{\frac{\partial}{\partial\Omega} Re\,Det(\Omega,\vec{K})} , \qquad (18)$$

где $Jm\,Det(\Omega,\vec{K})$ равно мнимой части правого члена уравнения(16).

Для расчета $Jm\,Det(\Omega,\vec{K})$ необходимо выражения для $\vec{v}$ и ρ, полученные в первом приближении из (1), то есть при пренебрежении потерями, подставить в правую часть (16). При этом с той же точностью можно пренебречь членами, пропорциональными β, β_v и Γ. В рассматриваемом приближении

$$\left.\begin{aligned} p &= P_1 \exp\left\{-(\alpha z + i\vec{K}_\perp\vec{r})\right\}, \quad P_1 = const , \\ \rho &= \left[\frac{\Omega^2}{C_0^2(\Omega^2-\omega_g^2)} - \frac{\omega_g^2}{g(\Omega^2-\omega_g^2)}(\alpha + iK_z)\right] p , \\ \vec{v} &= \left[\frac{\vec{K}_\perp}{\Omega} + \frac{\vec{K}_z\Omega}{\Omega^2-\omega_g^2} + i\frac{\Omega}{\Omega^2-\omega_g^2}\left(\frac{g}{C_0^2} - \alpha\right)\vec{e}_z\right]\frac{p}{\rho_0} \end{aligned}\right\} \qquad (19)$$

Здесь Ω вещественная величина. Выражения для $\vec{\Phi}$ и G (4,5) удобно переписать в виде

$$\vec{\Phi}=\nu_1\left[-K^2\vec{u}+\left(i\frac{5}{3}\alpha u_z-\frac{1}{3}\vec{K}\vec{u}\right)\vec{K}-\left(i\frac{5}{3}\alpha\vec{K}\vec{u}+\frac{1}{3}\alpha^2u_z\right)\vec{e}_z\right]+$$
$$+\frac{d\nu_1}{dz}\left[(\alpha-iK_z)\vec{u}-i\vec{K}u_z+\frac{2}{3}\vec{e}_z\left(\frac{\alpha}{2}u_z+i\vec{K}\vec{u}\right)\right]+$$
$$+\nu_2\,(i\alpha\vec{e}_z-\vec{K})(\vec{K}\vec{u}+i\alpha u_z)+\frac{d\nu_2}{dz}\,\vec{e}_z\,(\alpha u_z-i\vec{K}\vec{u})+$$
$$+a_0\left\{\vec{h}_0\left(\vec{h}_0\left(\vec{u}-\rho\vec{v}_0\right)\right)-\left(\vec{u}-\rho\vec{v}_0\right)\right\}, \qquad (20)$$

$$G=-\chi K^2\left(\rho\frac{\gamma}{C_0^2}-\rho\right)+\frac{d\chi}{dz}\,(\alpha-iK_z)\left(\rho\frac{\gamma}{C_0^2}-\rho\right). \qquad (21)$$

Здесь $\vec{K}=\vec{K}(K_x, K_y, K_z)$, $\vec{u}=\rho_0\vec{v}$.

Представим "декремент затухания" Γ в виде суммы „декрементов", обусловленных соответственно силами вязкого трения $\Gamma(\nu)$, теплопроводностью $\Gamma(\chi)$, магнитоионным торможением $\Gamma(a_0)$;

$$\Gamma=\Gamma(\nu)+\Gamma(\chi)+\Gamma(a_0). \qquad (22)$$

После несложных, но громоздких преобразований имеем

$$2(2\Omega^2-K^2C_0^2)\Gamma(\nu)=-\left\{K^4C_0^2\nu_1+2\alpha g K_\perp\left[\left(\gamma-\frac{5}{3}\right)\nu_1+\nu_2-K^2\left(\frac{7}{3}\nu_1+\right.\right.\right.$$
$$\left.\left.\left.+\nu_2\right)\Omega^2\right\}-\frac{\Omega^2 g}{\Omega^2-\omega_g^2}\left(1-\frac{\gamma}{2}\right)\left\{\frac{d\nu_1}{dz}\left(K^2+\frac{1}{3}\frac{\omega_g^2}{C_0^2}\right)+\frac{d\nu_2}{dz}\left(K^2-K_\perp^2\right)\right\}+ \qquad (23)$$
$$+g\left\{\frac{d\nu_1}{dz}\left(K^2\frac{\gamma}{2}-K_\perp^2\frac{4}{3}-\left(\gamma+\frac{1}{3}\right)\frac{\Omega^2}{C_0^2}\right)+\frac{d\nu_2}{dz}\left[K_\perp^2\left(1+\frac{\gamma}{2}\right)-\frac{\gamma}{2}\frac{\Omega^2}{C_0^2}\right]\right\}+$$
$$+\frac{C_0^2\Omega^2}{\Omega^2-\omega_g^2}\left(\alpha\frac{g}{C_0^2}-K^2+K_\perp^2\right)\left\{\frac{4}{3}\frac{d^2\nu_1}{dz^2}+\frac{d^2\nu_2}{dz^2}\right\}-C_0^2K_\perp^2\left(\frac{d^2\nu_2}{dz^2}-\frac{2}{3}\frac{d^2\nu_1}{dz^2}\right),$$

$$2(2\Omega^2-K^2C_0^2)\Gamma(\chi)=-\chi K^2(K^2C_0^2-\gamma\Omega^2)-\alpha\frac{d\chi}{dz}\left\{\left(\gamma\Omega^2-3K^2C_0^2\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{2C_0^2}{\gamma}\frac{K^2\left(\Omega^2-\frac{\gamma}{2}\omega_g^2\right)}{\Omega^2-\omega_g^2}\right\}g\alpha\frac{d^2\chi}{dz^2}\left\{\gamma+\frac{-\Omega^2+2\gamma\omega_g^2\,(K^2-K_\perp^2)H^2}{\Omega^2-\omega_g^2}\right\}, \qquad (24)$$

$$2(2\Omega^2-K^2C_0^2)\Gamma(a_0)=\frac{a_0}{\Omega^2}\left\{2\Omega^4-\Omega C_0^2\left[K^2+\alpha^2(1+\sin^2\alpha)+\right.\right.$$
$$\left.\left.+(\vec{K}\vec{h}_0)^2\right]+g^2(\gamma-1)\left[K_\perp^2\sin^2\alpha+(\vec{K}_\perp\vec{h}_0)^2\right]\right\}-\cos^2\alpha\frac{g\left(-\frac{\gamma}{2}+1\right)}{\Omega^2-\omega_g^2}\Omega^2\frac{da_0}{dz}- \qquad (25)$$
$$-\Omega a_0\left[-v_{0x}K_z\cos\alpha\sin\alpha+\left(v_{0x}K_x\sin^2\alpha+v_{0y}K_y\right)\left(1-\frac{\gamma}{2}\frac{\omega_g^2}{\Omega^2}\right)\right]+$$

$$+g(\gamma-1)\Omega \sin\alpha \cos\alpha \, \frac{v_{0x}K_z}{\Omega^2-\omega_0^2}\frac{d\alpha_0}{dz}, \quad \vec{h}_0=\vec{h}_0(-\cos\alpha,\, 0,\, -\sin\alpha). \tag{25}$$

При постоянстве кинематических коэффициентов и $\vec{v}_0=0$ полученные выражения совпадают с известными выражениями для декрементов затухания внутренних волн в однородной атмосфере /2,7/.

4. Как хорошо известно /I5/, уравнение (9) можно анализировать в двух постановках задачи. В первой из них частота ω считается заданной вещественной величиной, а определению подлежит пространственное распределение полей (пространственная задача). В общем случае неоднородной плоской волны для определения составляющих вектора затухания $\vec{\varkappa}$ недостаточно дисперсионного уравнения. Необходимо знать направление $\vec{\varkappa}$, которое, как правило, задается граничными условиями. В рассматриваемом случае решения (8) уравнения (6) с постоянным $\vec{K}_\perp$ вектор $\vec{\varkappa}$ имеет только одну составляющую $\varkappa_z$.

Из дисперсионного уравнения для внутренних волн (I6) при выполнении условий (I5) нетрудно получить выражение для $\varkappa_z$

$$\varkappa_z=-\frac{2\Omega(2\Omega^2-K^2c_0^2)\Gamma(z)}{\frac{\partial}{\partial z}Det(K,\Omega)}=-\frac{\Gamma(z)}{v_{gp,z}}, \tag{26}$$

где $\vec{v}_{gp}$ – вектор групповой скорости волны, $\vec{v}_{gp}=\frac{d\omega}{d\vec{K}}$, функция $\Gamma(z)$ определяется соотношениями (23-25).

Коэффициент затухания $\varkappa_z$ имеет четкий энергетический смысл. Действительно, следуя работе /I6/, можно показать, что исходная система (I) имеет первый интеграл энергии вида

$$\frac{\partial E}{\partial t}=-div\,(p\vec{v}+E\vec{v}_0)-D, \tag{27}$$

где

$$E=\frac{\rho_0 v^2}{2}+\frac{(c_0^2\rho-p)^2}{2(\gamma-1)\rho_0c_0^2}+\frac{p^2}{2\rho_0c_0^2},$$

величина D определяется расходимостями от потоков, пропорциональных коэффициентам β, β_v и кинематическим коэффициентам и содержит также энергию, диссипируемую в тепло в единицу времени в единице объема благодаря вязкости, теплопроводности и омическим потерям. Это последнее слагаемое имеет вид /I7/

$$D_g=\left\{\alpha_0[\vec{v}\vec{h}_0]+\frac{\eta}{2}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k}+\frac{\partial v_k}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\delta_{ik}\frac{\partial v_e}{\partial x_e}\right)^2-\xi\left(\nabla\vec{v}\right)^2\right\}+\frac{\lambda}{T_0}(\nabla T)^2 \tag{28}$$

Усредняя по времени уравнение (27), получаем

$$-\frac{1}{2}R_e\, div\, p\vec{v}^* - div\,\bar{E}\vec{v}_0=D. \tag{29}$$

(черта означает усреднение по времени). Для колебаний (I9)

$$\bar{E}=\frac{|p|^2}{2\rho_0 c_0^2}\,\frac{2\Omega^2-K^2c_0^2}{\Omega^2-\omega_g^2}\,, \tag{30}$$

$$\vec{v}_{gp}=\frac{c_0^2(\Omega^2-\omega_g^2)}{2\Omega^2-K^2c_0^2}\left(\frac{\vec{K}_\perp}{\Omega}+\frac{\vec{K}_z\,\Omega}{\Omega^2-\omega_g^2}\right)+\vec{v}_0\,. \tag{31}$$

Используя соотношения (30), (3I) нетрудно показать, что

$$\bar{E}\,(\vec{v}_{gp}-v_0)=\frac{1}{2}Re\,p\vec{v}^*\,. \tag{32}$$

Следовательно,

$$\bar{D}=-div\,\bar{E}\vec{v}_{gp}=2\varkappa_z\bar{E}v_{gp,z}=\frac{|p|^2}{2\rho_0c_0^2}\,\frac{2(2\Omega^2-K^2c_0^2)}{\Omega^2-\omega_g^2}\Gamma\,. \tag{33}$$

Для однородной атмосферы расходимости от потоков, пропорциональных кинематическим коэффициентам, пренебрежимо малы и $\bar{D}=\bar{D}_g$. При экспоненциально быстро растущих с высотой кинематических коэффициентах влияние этих потоков становится столь существенным, что возможны отрицательные значения $\bar{D}$ (отрицательные значения $\varkappa_z$). Некоторые предельные оценки величины Γ приведены в п.5.

5. Вторая постановка задачи анализа уравнения (9) состоит в определении частот ω собственных колебаний неизотермичной атмосферы. Собственные частоты определяются условием квантования /I5/:

$$\int_{z_1}^{z_2} dz\,Re\,K_z(\Omega,K_1)=\pi m,\quad m=1,2,\dots, \tag{34}$$

где область высот R между точками поворота z_1 и z_2 определяет область прозрачности для рассматриваемых колебаний. Учитывая малость мнимых частей частот ω, для декремента затухания можно записать

$$\Gamma=-\frac{\int_{z_1}^{z_2} dz\,Jm\,K_z(\Omega,\vec{K}_\perp)}{\int_{z_1}^{z_2} dz\frac{\partial}{\partial\omega}\,Re\,K_z(\Omega,\vec{K}_\perp)} \tag{35}$$

Особенности температурного высотного профиля реальной верхней атмосферы указывают на возможность существования "запертых" колебаний в области от поверхности Земли до высот порядка 200 - 250 км, выше которых быстро устанавливается изотермичность атмосферы. Для физики атмосферы, вероятно, наибольший интерес представляют более узкие области "запертых" колебаний: от тропопаузы до мезопаузы – для акустических и звуковых волн, от стратопаузы до высот порядка 130–150 км – для внутренних гравитационных волн (подробнее см. /18/).

В данных областях соотношения (34,35) можно существенно упростить. Подставляя в (34,35) выражения для действительной и мнимой части K_z

$$Jm K_z = \Gamma \frac{(2\Omega^2 - K^2 C_0^2)}{\Omega^2 n C_0}, \tag{36}$$

$$\frac{\partial}{\partial\omega} R_e K_z = \frac{(2\Omega^2 - K^2 C_0^2)}{\Omega^2 n C_0}, \tag{37}$$

замечаем, что в точках отражения подинтегральные функции в (34, 35) имеют особенности порядка $(z - z_{1,2})^{-1/2}$ при условиях (13). Если длина волны λ_z значительно меньше характерных вертикальных масштабов атмосферы $\left(\sim\left(\frac{\beta}{H}\right)^{-1}, \sim\left(\frac{\beta_\nu}{H}\right)^{-1}\right)$, то указанные особенности несущественны и с достаточной степенью точности собственные частоты и декременты затухания можно определить из соотношений

$$\frac{\Omega^2 \varepsilon(\Omega)}{C_0^2} = \left(\frac{m\pi}{R}\right)^2 = K_z^2, \tag{38}$$

$$\tilde{\Gamma} = \frac{1}{R}\int_{z_1}^{z_2} dz\, \Gamma(z) \tag{39}$$

Формула (39) показывает, что особенности декрементов затухания $\tilde{\Gamma}$ определяются особенностями функций $\Gamma(z)$.

Для краткого анализа выражений (23–25) ограничимся только двумя предельными случаями крупномасштабных $(K_\perp^2 H^2 \ll 1)$ и мелкомасштабных $(K_\perp^2 H^2 \gg 1)$ внутренних волн. Случай $K_z^2 H^2 \ll 1$ соответствует частотам волн, близким к предельным, когда геометрическая оптика неприменима и, следовательно, должен быть опущен. Будем предполагать для определенности, что кинематические коэффициенты растут с высотой пропорционально $1/\rho_0$.

При сделанных предположениях для оценок "декрементов затухания" внутренних гравитационных волн можно использовать выражения

$$\Gamma(\nu) = \frac{K^2 \nu_1}{2} - \alpha^2 \nu_1 \quad \text{при} \quad (K_\perp H)^2 \ll 1 \tag{40}$$

$$\Gamma(\nu) = \frac{K^2 \nu_1}{2} - \alpha^2\left(\frac{2}{\gamma} - 1\right)\frac{K_\perp^2 \nu_1}{K_z^2 + \alpha^2} \quad \text{при} \quad (K_\perp H)^2 \gg 1 \tag{41}$$

Здесь и ниже вторые слагаемые в приводимых формулах обусловлены градиентами кинематических коэффициентов.

Соответствующие оценки для акустических волн дают

$$\Gamma(\nu) = \frac{K^2}{2}\left(\frac{4}{3}\nu_1 + \nu_2\right) - \frac{2\alpha^2}{\gamma}(1+\gamma)\left(\frac{4}{3}\nu_1 + \nu_2\right) \quad \text{при} \quad (K_\perp H^2) \ll 1, \tag{42}$$

$$\Gamma(\nu)=\frac{K^2}{2}\left(\frac{4}{3}\nu_1+\nu_2\right)+O\left(\frac{1}{K_\perp^2H^2}\right) \qquad \text{при } (K_\perp H)^2\gg 1. \qquad (43)$$

Как видно из приведенных выражений, влияние положительных градиентов коэффициентов вязкости на величину декрементов затухания является существенным практически во всем диапазоне внутренних волн. Это влияние приводит к уменьшению декрементов затухания. При $K_z^2\leqslant\alpha^2$ возможна неустойчивость крупномасштабных внутренних волн (см. 40,42)[x]. При малых вертикальных масштабах $(K_z^2\gg\alpha^2)$ относительное влияние градиентов кинематической вязкости пренебрежимо мало во всем диапазоне горизонтальных масштабов внутренних волн.

Для "декрементов затухания", обусловленных теплопроводностью, имеем: для внутренних гравитационных волн

$$\Gamma(\chi)=\chi\left(\frac{K^2}{2}-\frac{2\alpha^2(K^2+K_z^2)}{K^2}\right) \qquad \text{при } (K_\perp H)^2\ll 1, \qquad (44)$$

$$\Gamma(\chi)=\chi\left(\frac{K^2}{2}+\alpha^2\frac{K^2-2K_\perp^2/\gamma}{K_z^2+\alpha^2}\right) \qquad \text{при } (K_\perp H)^2\gg 1, \qquad (45)$$

для акустических волн

$$\Gamma(\chi)=\chi\left[\frac{\gamma-1}{2}K^2+\alpha^2\left(0{,}18-\frac{4\alpha^2}{\gamma K^2}\right)\right] \qquad \text{при } (K_\perp H)^2\ll 1, \qquad (46)$$

$$\Gamma(\chi)=\frac{\gamma-1}{2}K^2\chi+O\left(\frac{1}{K_\perp^2H^2}\right) \qquad \text{при } (K_\perp H)^2\gg 1. \qquad (47)$$

Влияние градиентов коэффициента теплопроводности на декремент затухания внутренних гравитационных волн существенно отличается от влияния градиента коэффициента кинематической вязкости: для крупномасштабных волн неустойчивость возможна в сравнительно узком диапазоне вертикальных масштабов

$$0{,}2\alpha^2<K_z^2<5{,}8\alpha^2$$

для мелкомасштабных волн с $K_z^2>0{,}43\,K_\perp^2$ декремент $\Gamma(\chi)$ возрастает, с $K_z^2<0{,}43\,K_\perp^2$ – уменьшается. Для акустических волн особенности функции $\Gamma(\chi)$ полностью аналогичны особенностям декремента $\Gamma(\nu)$.

На декремент затухания $\Gamma(a_0)$, обусловленный магнитоионным торможением, оказывают влияние как градиент a_0, так и ветер. Для крупномасштабных гравитационных волн это влияние пренебрежимо мало, для мелкомасштабных волн оно существенно

x) Неустойчивости, вызванные силами вязкости, наблюдаются и в дрейфовых колебаниях неоднородной плазмы /15/.

$$\Gamma(a_0) = -\frac{a_0}{2K_1^2}K^2 - \frac{a_0}{2K_1^2}K^2\frac{(2-\gamma)2\alpha^2}{\gamma(K_z^2+\alpha^2)}\cos^2\alpha + \tag{48}$$

$$+\frac{a_0}{2K_1^2}K^2\frac{K_z v_{0x}}{\omega_g}\frac{4\alpha^2(\gamma-1)}{\gamma(K_z^2+\alpha^2)} \qquad \text{при } (K_1 H)^2 \gg 1.$$

Для акустических волн картина обратная: мелкомасштабные волны практически не испытывают влияния соответствующих добавок, для крупномасштабных волн это влияние существенно

$$\Gamma(a_0) = -\frac{a_0}{2} - \cos^2\alpha\,\frac{2\alpha^2(2-\gamma)}{K_z^2}\frac{a_0}{2} + \frac{a_0}{2}\frac{v_{0x}}{c_0}\frac{K_z}{K}\cos\alpha\sin\alpha\left(1+\frac{4\alpha^2}{K_z^2}\frac{\gamma-1}{\gamma}\right) \tag{49}$$

Источниками неустойчивости внутренних волн в свободной атмосфере могут служить градиенты основного потока $\vec{v}_0$ и неизотермичность невозмущенной атмосферы, что непосредственно следует из баланса энергии (27), переписанного в интегральном виде[x)]

$$\frac{\partial}{\partial t}\int E\,dV = -\int\left\{v_z\left(2\alpha\beta\frac{p-\rho c_0^2}{\gamma-1} + \vec{v}\frac{d\vec{v}_0}{dz}\right) - \frac{\lambda\beta\alpha}{T_0}\nabla_z T^2\right\}dV - \int D_g\,dV. \tag{50}$$

Определение спектра собственных колебаний, исходя из условий квантования, возможно и в граничной задаче, когда рассматриваемая область ограничена в направлении неоднородности среды (плоский канал). В связи с этим необходимо отметить одно кажущееся противоречие. При равенстве нулю потоков энергии через границы канала и $\beta = \beta_v = 0$ неустойчивость не может развиваться, в то же время согласно приведенным результатам неустойчивость возможна. Противоречие снимается, если заметить, что в рамках приближения геометрической оптики не существует решения, удовлетворяющего поставленным граничным условиям.

Параметр β_v не проявляется в рассмотренном выше решении, в частности, его можно положить равным нулю. В то же время от β зависит выбор точек отражения $z_{1,2}$. При $\beta \to 0$ верхняя граница перемещается в область, где диссипативные члены перестают быть малыми. Поэтому можно сделать вывод: необходимым (но не достаточ-

---

x) Если в выражении для E термобарическую часть плотности энергии записать в виде $g(c_0^2\rho - p^2)/2\gamma p_0\tilde{\beta}$ /18/, то первый интеграл в правой части (50) перепишется в форме

$$-\int\left\{\frac{\lambda(\gamma-1)}{2\gamma}\frac{dT^2}{dz}\left(\frac{d}{dz}\frac{1}{T_0}\left(1+\frac{g}{\tilde{\beta}}\right)\right) + \rho_0 v_z \vec{v}\frac{d\vec{v}_0}{dz}\right\}dV, \quad \tilde{\beta} = g(\gamma-1) + g\gamma\beta.$$

ным) условием возникновения неустойчивости собственных акустико-гравитационных колебаний, "запертых" в ограниченной области, является неизотермичность невозмущенной атмосферы.

При наличии горизонтальных неоднородностей термодинамических параметров в правую часть уравнения (50) добавляется член

$$\int\left\{\frac{\rho_0 v^2}{2}\vec{v}_0\left(\frac{\nabla\rho_0}{\rho_0}+\frac{\nabla p_0}{p_0}\right)-E\vec{v}_0\frac{\nabla p}{p_0}-\frac{p}{\rho_0}\vec{v}_\perp\nabla\rho_0+\frac{\lambda}{2T_0}\nabla_\perp T\left(\frac{\nabla p_0}{p_0}-\frac{\nabla\rho_0}{\rho_0}\right)\right\}dV,$$

то есть такая неоднородность невозмущенной атмосферы также может служить источником неустойчивости внутренних волн, (см. п.6).

6. Для оценки вклада в затухание внутренних волн слабых горизонтальных неоднородностей параметров невозмущенной атмосферы можно искать решение полученной системы в виде плоских волн $\vec{v}\sqrt{\rho_0} \sim exp(-i\int\vec{k}\,d\vec{r})$ и т.д. При этом, в общем случае трехмерной неоднородности, необходимо рассматривать составляющие вектора $\vec{k}$ как функции $\vec{r}$. С точностью до малых величин $\beta, \beta_v, \beta_\varepsilon$, характеризующих степень неоднородности среды, имеем для рассматриваемых колебаний прежнее дисперсионное уравнение (9), коэффициенты которого теперь являются функциями $\vec{r}$.

Искомые декременты затухания связаны с малыми добавками к гидродинамическим уравнениям, пропорциональными β_ε, то есть обусловленными горизонтальными градиентами исходных термодинамических параметров. Для определения этих добавок воспользуемся следующим утверждением: если рассматривать колебания с горизонтальными длинами волн $\lambda_\perp$ значительно меньшими характерных горизонтальных размеров неоднородности, то составляющие k_x, k_y, k_z можно считать функциями соответственно x, y, z. При сделанном предположении такое заключение непосредственно следует из анализа уравнения для эйконала. В п.2 было показано, что учет членов, пропорциональных β и β_v не изменяет декрементов затухания, поэтому можно считать $k_z(z)$, $T_0(z)$ и $\vec{v}_0(z)$ постоянными величинами.

С учетом членов, пропорциональных β_ε x), дисперсионное уравнение для внутренних волн имеет вид

$$Det(\Omega,\vec{k})=\frac{\Omega^2 c_0^2}{P_1}\left\{\left(\frac{\omega_g^2}{g}-\alpha-ik_z\right)\Phi_{1z}-i\frac{\Omega^2-\omega_g^2}{\Omega^2}\left(\vec{k}_\perp\vec{\Phi}_{1\perp}+\Omega\Phi_2\right)-\right. \tag{51}$$

x) β_ε – это совокупность малых параметров $\lambda_\perp\gamma\vec{\varepsilon}_p/c_0^2$, $\lambda_\perp\varepsilon_\rho$.

$$-\left(1-\frac{\alpha g}{\Omega^2}\right) i\Omega G_1 - \frac{g K_z}{\Omega} G_1 \Big\} \qquad (51)$$

где

$$\vec{\Phi}_1 = Q_1 \vec{\varepsilon}_\rho + \vec{u}_1 \varepsilon_u - P_1 \vec{\tilde{\varepsilon}}_\rho - (\vec{v}_0 \nabla)\vec{u}_1 - \nabla P_1 ,$$

$$\Phi_2 = -\vec{u}_1 \vec{\tilde{\varepsilon}}_\rho - \varepsilon_u Q_1 - \vec{v}_0 \nabla Q_1 - \nabla_\perp \vec{u}_1 ,$$

$$c_0^2 G_1 = \varepsilon_u [P_1(2\gamma-1) - c_0^2 Q_1] - \vec{u}_1(\vec{\varepsilon}_\rho - 2c_0^2 \vec{\tilde{\varepsilon}}_\rho) + c_0^2 \vec{v}_0 \nabla Q_1 - \vec{v}_0 \nabla P_1 ,$$

$$\vec{\varepsilon}_\rho = \frac{\nabla_\perp \rho_0}{\rho_0} , \quad \vec{\tilde{\varepsilon}}_\rho = \frac{\nabla_\perp \rho_0}{2\rho_0} , \quad \varepsilon_u = \vec{v}_0 \frac{\nabla \rho_0}{2\rho_0} ,$$

$\vec{u}_1$, Q_1, P_1 определяются соотношениями (I9)

$$\vec{u}_1 = \frac{\vec{v}\rho_0}{\rho} , \quad Q_1 = \frac{\rho}{\rho} , \quad P_1 = const .$$

Слабые горизонтальные неоднородности не накладывают каких-либо ограничений на характер спектра собственных колебаний атмосферы, если рассматривать горизонтальные длины волн существенно меньшие характерных горизонтальных масштабов неоднородности атмосферы. В этом случае спектр собственных колебаний определяется, в основном, особенностями вертикальной стратификации среды и должен рассчитываться по формуле (34), а соответствующие декременты затухания – по формуле (35).

Обусловленные слабой горизонтальной неоднородностью среды добавки $\Gamma(\varepsilon)$ к "декременту затухания" $\Gamma(z)$ в (39) непосредственно определяются из дисперсионного уравнения (5I) по формуле (I8) и имеют вид

$$\Gamma(\varepsilon) = \frac{c_0^2}{\Omega}\left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{2}\right) \frac{2\vec{K}_\perp \vec{\tilde{\varepsilon}}_\rho - \gamma \vec{K}_\perp \vec{\varepsilon}_\rho / c_0^2}{2\Omega^2 - K^2 c_0^2} \alpha g + \varepsilon_u \frac{K^2 c_0^2 - \gamma \Omega^2}{2\Omega^2 - K^2 c_0^2} -$$
$$- \frac{2\alpha^2(\Omega^2 - \omega_g^2) + \gamma[\alpha^2(\Omega^2 + \omega_g^2) - 2K_\perp^2 \omega_g^2]}{2\gamma(\Omega^2 - \omega_g^2)(2\Omega^2 - K^2 c_0^2)} c_0^2 \frac{\vec{v}_0 \nabla T_0}{T_0} + \qquad (52)$$
$$+ \left[(\Omega^2 - \omega_g^2) \left\{ \left(\frac{K_x v_{0x}}{\Omega} + 1 \right)^2 \frac{\partial K_x}{\partial x} + \left(\frac{K_y v_{0y}}{\Omega} + 1 \right)^2 \frac{\partial K_y}{\partial y} \right\} + \right.$$
$$\left. + \left(v_{0x}^2 \frac{\partial K_x}{\partial x} + v_{0y}^2 \frac{\partial K_y}{\partial y} \right) \left(\frac{\Omega^2 - K_\perp^2 c_0^2}{c_0^2} \right) \frac{\Omega^2 - 3\omega_g^2}{\Omega^2 - \omega_g^2} \right] \frac{c_0^2}{2\Omega(2\Omega^2 - K^2 c_0^2)} ,$$

где
$$\frac{\partial k_x}{\partial x}=-\frac{(K^2-2\alpha^2)\Omega^2 c_0^2/2}{\Omega(2\Omega^2-K^2c_0^2)v_{0x}+(\Omega^2-\omega_g^2)k_x c_0^2}\frac{1}{T_0}\frac{\partial T_0}{\partial x},$$
$$\frac{\partial k_y}{\partial y}=-\frac{(K^2-2\alpha^2)\Omega^2 c_0^2/2}{\Omega(2\Omega^2-K^2c_0^2)v_{0y}+(\Omega^2-\omega_g^2)k_y c_0^2}\frac{1}{T_0}\frac{\partial T_0}{\partial y}.$$

Приведенное выражение для $\Gamma(\varepsilon)$ справедливо лишь в том диапазоне частот и пространственных масштабов внутренних волн, где выполняются условия
$$\left|\frac{\partial k_x}{\partial x}\lambda_x\right|\ll|k_x|, \quad \left|\frac{\partial k_y}{\partial y}\lambda_y\right|\ll|k_y|. \tag{53}$$

Знак декремента $\Gamma(\varepsilon)$ определяется направлениями градиентов термодинамических параметров, направлением распространения волны и ветра. Поэтому нетрудно найти условия, при которых $\Gamma(\varepsilon)$ будет отрицательным.

Как и следовало ожидать, при $\nabla_\perp T_0=0$, $\Gamma(\varepsilon)=0$ $\left(\frac{\Delta_\perp T_0}{T_0}=\frac{\gamma}{c_0^2}\vec{\varepsilon}_p-2\varepsilon_p\right)$. Выражение (52) существенно упрощается при $\vec{v}_0=0$. Более того, если скорость движения газа мала по сравнению со скоростью звука, то можно пренебречь и горизонтальным градиентом давления p_0 /17/. В результате для одномерной горизонтальной неоднородности имеем
$$\Gamma(\varepsilon)=\frac{gHk_x\varepsilon_p\gamma}{2\Omega(2\Omega^2-K^2c_0^2)}\left\{\frac{2-\gamma}{\gamma-1}\omega_g^2+\frac{K^2-2\alpha^2}{k_x^2}\Omega^2\right\} \tag{54}$$
Фактически, именно случай (54) для внутренних гравитационных волн рассматривался в работе /12/. Однако в /12/ не были учтены малые добавки, пропорциональные β_ε и зависимость k_x от x в силу чего полученный там результат, справедливый лишь в качественном отношении, существенно занижает абсолютное значение величины $\Gamma(\varepsilon)$. Тем не менее даже в этом случае оценки в /12/ показывают, что на высотах нижней термосферы $\Gamma(\varepsilon)$ по абсолютному значению может превышать декременты затухания, обусловленные кинематическими коэффициентами. Возникающая неустойчивость может рассматриваться как источник генерации внутренних волн на этих высотах и привлекаться для интерпретации ряда наблюдаемых здесь геофизических явлений /12/.

Литература

1. M.L.Pitteway, C.O.Hines. The viscous damping at atmospheric gravity waves. Canad. J. Phys., 41, № 12, 1963.
2. Г.С.Голицын. Затухание малых колебаний в атмосфере благодаря

вязкости и теплопроводности. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, I, № 2, 1965.

3. Б.Н.Гершман, Г.И.Григорьев. К теории перемещающихся ионосферных возмущений. Геомагнетизм и аэрономия, 5, № 5, 1965.
4. Б.Н.Гершман, Г.И.Григорьев. Некоторые вопросы теории перемещающихся ионосферных возмущений. В сб.: Ионосферные исследования, № 16. "Наука", М., 1968.
5. C.O.Hines. An effect of ohmic losses in upper atmospheric gravity waves. J.Atmos. and Terr. Phys., 30, № 5, 1968.
6. C.H.Liu, K.C.Yeh. Effect of ion drag on propagation of acoustic-gravity waves in the atmospheric F region. J.Geophys. Res., 74, № 9, 1969.
7. C.O.Hines, W.H.Hooke. Discussion of ionization effects on the propagation of acoustic-gravity waves in the ionosphere. J.Geophys. Res., 75, № 13, 1970.
8. M.Yanovitch. Effect of Viscosity on gravity waves and the upper boundary condition. J.Fluid Mech., 29, № 2, 1967.
9. Г.С.Голицын, Н.Н.Романова. Вертикальное распространение звуковых волн в атмосфере с переменной по высоте вязкостью. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 4, № 2, 1968.
10. L.M.Hocking. The upper boundary condition for atmospheric gravity waves. Canad. J.Phys., 40, № 12, 1962.
11. J.Klostermeyer. Numerical calculation of gravity wave propagation in a realistic thermosphere. J.Atmos. and Terr. Phys., 34, № 5, 1972.
12. Э.И.Гинзбург, И.М.Рубинович. Неустойчивость внутренних гравитационных волн. Геомагнетизм и аэрономия, 6, № 5, 1974.
13. R.S.Lindzen. Equatorial planetary waves in shear. Part. I. J.Atmos. Sci., 28, № 4, 1971.
14. В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. "Наука", М., 1967.
15. В.Л.Гинзбург, А.А.Рухадзе. Волны в магнитоактивной плазме. "Наука", М., 1970.
16. К.Эккарт. Гидродинамика океана и атмосферы. ИЛ., М., 1963.
17. Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц. Механика сплошных сред. Изд-во Техн.-теор.лит., М., 1954.
18. Л.А.Дикий. Теория колебаний земной атмосферы. Гидрометеоиздат, Л., 1969.

ДИНАМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ
(Эксперимент)

Доклад на Международном Симпозиуме КАПГ
Таллин, март 1975 г.

Э.С.Казимировский

В последние годы внимание исследователей привлекается к проблеме взаимодействия стратосфера-мезосфера-ионосфера, т.е. к исследованию структуры и энергетики сравнительно мало изученной области 50-100 км.

До настоящего времени мы далеки от понимания общего энергетического баланса в этой области и сложных физических процессов, здесь протекающих.

Одной из наиболее интересных особенностей этих слоев атмосферы является взаимосвязь между фотохимическими, радиационными и динамическими процессами. Масштаб глобальных движений сильно зависит от распределения источников радиационного нагрева, а сами движения влияют на поглощение и излучение энергии, изменяя температуру и давление.

Область 50-100 км по установившейся терминологии /1/ относится к мезосфере и нижней термосфере. Температурный максимум на ~50 км (стратопауза), минимум на ~80 км (мезопауза) и переход от гомосферы к гетеросфере (~ 100 км) являются естественными границами изменения динамического режима. Рассматриваемая область практически совпадает с областью Д ионосферы и наличие ионосферной плазмы дает возможность применить наземные радиофизические методы для получения данных о движениях на синоптической основе. Динамический режим мезосферы и нижней термосферы, закономерности общей циркуляции атмосферы на этих уровнях оказывают определяющее воздействие на распределение электронной концентрации и в конечном итоге - на напряженность поля радиоволн при ионосферном распространении.

Экспериментальную информацию о движениях в интересующем нас диапазоне высот дают измерения интенсивности свечения ночного неба в зеленой линии атомарного кислорода (5577A^0), наблюдения мезосферных (серебристых) облаков, оптические и радиолокационные измерения дрейфа метеорных следов, ракетные методы (гранатно-акустический, выбрасываемые датчики, трубка Пито, искусственные облака), радиометоды. Радиометоды являются до настоящего времени основным инструментом регулярных наземных наблюдений. Известны два основных метода - ДП, т.е. разнесенный прием отраженного от ионосферы радиосигнала (полное отражение при наклонном распространении в диапазоне длинных волн или т.н. "частичное отражение" при вертикальном импульсном зондировании в диапазоне средних и коротких волн) и использование мощных радиолокаторов в метровом и дециметровом диапазоне (т.н. метод некогерентного рассеяния радиоволн).

Вся совокупность имеющихся экспериментальных данных позволяет считать, что динамическое состояние нижней ионосферы определяется тремя видами движений - преобладающим ветром, приливными колебаниями и нерегулярными движениями, включающими в себя быстрые вариации скорости ветра с высотой и турбулентность.

Имеющиеся схемы общей циркуляции и метеорологические уравнения относятся к преобладающему ветру. Преобладающий зональный ветер в мезосфере определяется меридиональным градиентом температуры в соответствии с уравнением т.н. "теплового ветра":

$$\frac{\partial T}{\partial y} = -T^2\left(\frac{2\Omega \sin\varphi}{g}\right)\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{u}{T}\right),$$

где координата "у" соответствует направлению север-юг, z - высота, Т - температура, Ω - угловая скорость вращения Земли, φ - широта, g - ускорение силы тяжести, u - скорость зонального ветра.

Ракетные данные показывают /2/, что в нижней половине мезосферы ниже 70-80 км в течение года действительно наблюдается зональный тепловой ветер: зимой - западный[x], летом - восточный. При этом зимний западный ветер (имеющий максимальную скорость на уровне стратопаузы) ослабевает с высотой, а летний восточный ветер возрастает, достигая предельного значения в верхней мезосфере. Это объясняется влиянием среднего меридионального положительного градиента температуры, существующего как летом, так и зимой в обоих полушариях. Ниже 80 км приливные компоненты сравнительно невелики и средние ветры являются, главным образом, зональными. Другой режим обнаружен в верхней половине мезосферы, где в лет-

---

x) В статье применяется метеорологическая терминология. "Западный" ветер означает движение с запада на восток.

нем полушарии наблюдаются чрезвычайно низкие температуры.

Отрицательный меридиональный градиент температуры носит глобальный характер, простираясь от теплой зимней мезопаузы через холодный экватор до холодной летней мезопаузы. Летняя полярная мезопауза является той областью, где наблюдается самая низкая температура атмосферы Земли. Наиболее теплые области локализованы в ночном секторе зимнего полюса, что может быть связано с высыпанием частиц или диссоциацией молекул кислорода в зоне сияний.

Выше 80 км амплитуда приливных компонент растет и становится сравнимой со средним ветром. Главную роль в приливных колебаниях играют суточная и полусуточная волна, более высокие гармоники и лунные компоненты относительно малы. Параметры приливных колебаний сложным образом зависят от высоты, появляются нерегулярные ветры, мелкомасштабные флуктуации, характер которых, по-видимому, удовлетворительно описывается теорией внутренних гравитационных волн. Вблизи уровня 100 км существует сильная турбулентность. Она, возможно, черпает энергию из ветровых "сдвигов" в той области, где имеют место приливные ветры и системы движений, образуемые гравитационными волнами. Несомненно, во всяком случае, то, что выше 80 км преобладающие ветры не являются главной частью динамического режима. Компоненты преобладающего ветра подвержены сильным сезонным вариациям. Перестройка циркуляции начинается, по-видимому, с высоких широт, и летний циркуляционный сезон короче зимнего. Преобладание ветров определенного направления и значительных скоростей, разумеется, не исключает их изменчивости. Интересно, что летние восточные ветры, как правило, более изменчивы, чем зимние западные. Существенны и высотные градиенты скорости ветра.

Особый интерес представляют меридиональная циркуляция и вертикальные движения, так как меридиональные движения с метеорологической точки зрения представляют собой возмущения общей циркуляции, а вертикальные перемещения обеспечивают динамическую связь различных слоев атмосферы. Однако, несмотря на то, что даже слабая и изменчивая меридиональная циркуляция во многих отношениях важнее регулярной зональной циркуляции, этот вид движений является наименее изученным вопросом в физике верхней атмосферы. Данные ракетных измерений убедительно свидетельствуют, что до высоты 80 км зональный ветер имеет существенно более высокую скорость, чем меридиональный (в 4-10 раз). Изменчивость меридиональной циркуляции выше в зимний период.

Из опубликованных ракетных данных пока наиболее полной остается усредненная эмпирическая модель ветра, сконструированная Г. Гровсом /3/ на основе 1000 ракетных запусков с выбрасываемыми датчиками, 127 ракетно-гранатных экспериментов и 230 экспериментов с искусственными облаками (рис.1).

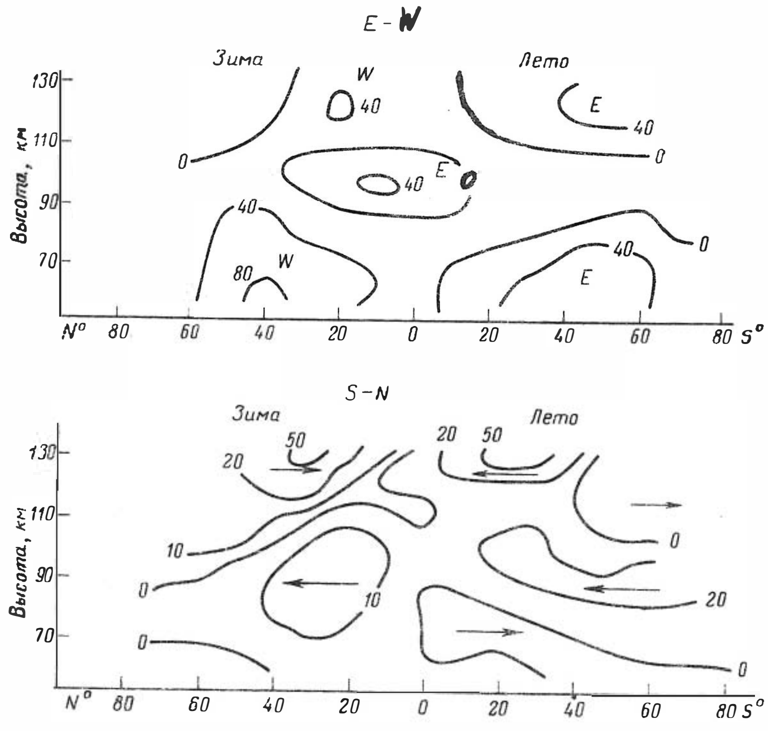


Рис.1

Меридиональная циркуляция органически связана с вертикальным переносом. Непосредственные ракетные эксперименты обнаружили вертикальные движения в нижней термосфере со скоростями порядка нескольких сантиметров в секунду. Сезонные и широтные вариации усредненной скорости вертикального переноса на основе данных Гровса /3,4/ были недавно рассчитаны в интересной работе А.Эбеля /5/. На рис.2 (а,б) показано распределение вертикальной скорости (в см/сек) для двух уровней - 74 и 89 км. Ошибка оценки скоростей зависит от широты и составляет 30% для широт 50-70^{0} и значительно меньше на экваторе. Видно, что сезонные вариации вертикального ветра на двух уровнях существенно отличаются.

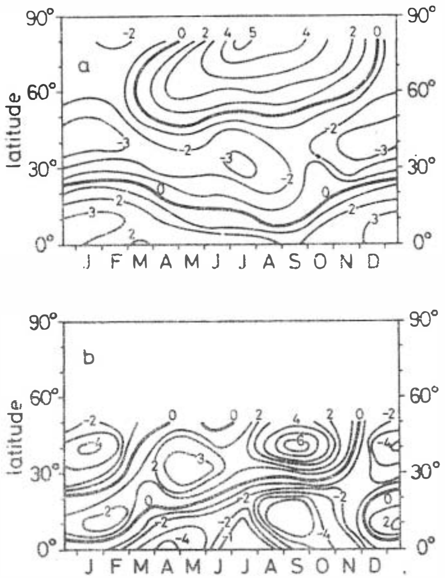


Рис.2

На нижнем уровне заметные временные вариации появляются только выше 50^{0}- зимой поток направлен вниз, а летом - вверх. На верхнем уровне ситуация другая - направление вертикального переноса меняется в период солнцестояния на широте 20-30^{0}, так что вблизи экватора поток направлен вверх зимой и вниз - летом. Четко видно (рис.2б), что имеется сильная годовая и полугодовая вариации. Таким образом, на средних широтах ($\sim 40^{0}$) вертикальный поток для рассматриваемых двух уровней имеет летом противоположное направление, а зимой - одинаковое (вниз).

Новый мощный инструмент для изучения верхней атмосферы, установки некогерентного рассеяния, недавно дали первый результат для нижней термосферы /6/. Были получены непрерывные записи скорости ветра с точностью 0,02-0,2 м/сек для вертикальной компоненты и 0,2-2 м/сек для горизонтальной компоненты, в диапазоне высот 55-85 км с временным разрешением порядка одной минуты (рис.3). Вертикальные скорости на порядок выше, чем по ракетным данным - до нескольких метров в секунду. Данные измерений позволяют выделить преобладающие ветры и зафиксировать волновые явления от короткопериодических гравитаци-

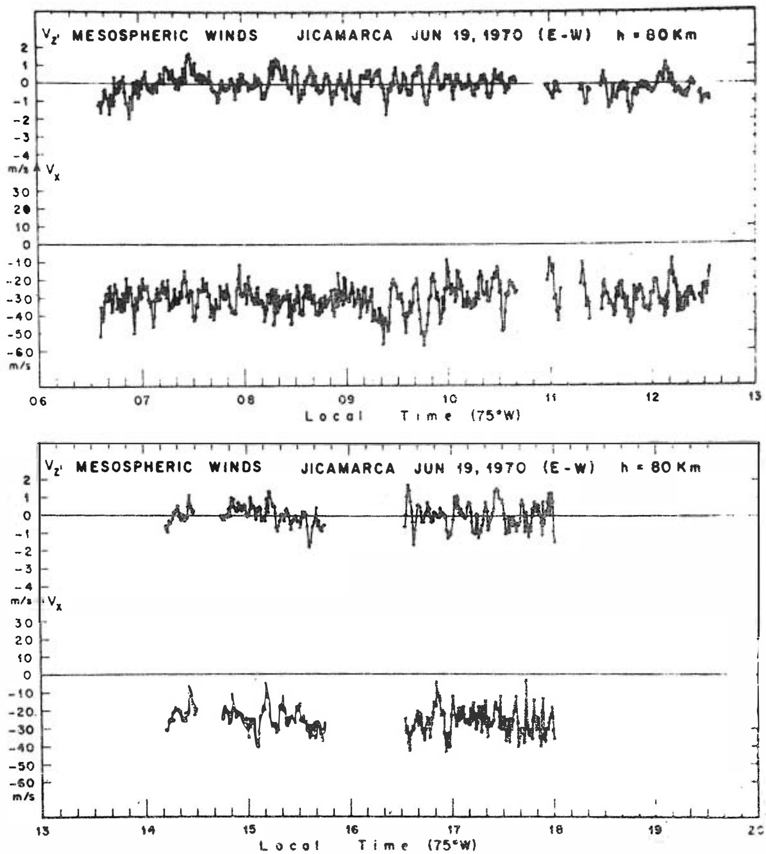


Рис.3

онных волн (см.например, рис.4) до волн планетарных. В будущем планируется получение данных о ветрах на двадцати уровнях одновременно, что должно существенно продвинуть вперед изучение вертикального распространения атмосферных волн.

О суточном ходе скорости ветра в нижней термосфере данных очень мало. Известно, что дневной ветер, как правило, имеет более высокую скорость, чем ночной. В суточном ходе ветра существенный вклад дают приливные составляющие. На высоте 80 км прили-

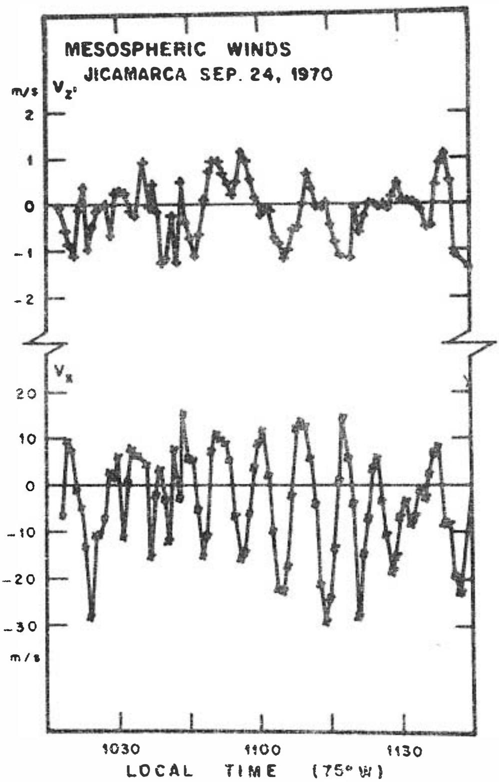


Рис.4

вные составляющие могут быть порядка среднего ветра.

В последние годы опубликованы сотни экспериментальных и теоретических работ по приливам в верхней атмосфере.

Непрерывные многолетние ряды наблюдений (радиолокация метеоров, метод ДI) позволили изучить пространственно - временные вариации характеристик основных приливных мод - солнечносуточной и полусуточной гармоник. С.Чепмен и Р.Линдзен /7/ показали, что приливная теория пока не может описывать детали сезонных изменений, локальных эффектов, поведения приливов в термосфере и т.д. Однако, современная приливная теория может количественно предсказать осредненную (или характерную) структуру основных мигрирующих приливов и термических приливов в атмосфере на высотах ниже I00 км. Данные о локальных особенностях приливных колебаний, полученные по ракетным измерениям, были удачно объяснены Бэттеном /8/ как результат интерференции приливных мод с учетом теплопроводности и диссипации. На рис.5 показано сравнение теоретически рассчитанного ветра для I945*LT*(пунктирная линия) с наблюдаемым (сплошная линия), полученным на острове Валлопс для I947 *EST* 24 мая I963 г. /8/.

Особенно тщательно исследуются сейчас полусуточные приливы. Как показано в работе К.Шпренгера и др. /9/, фаза полусуточного

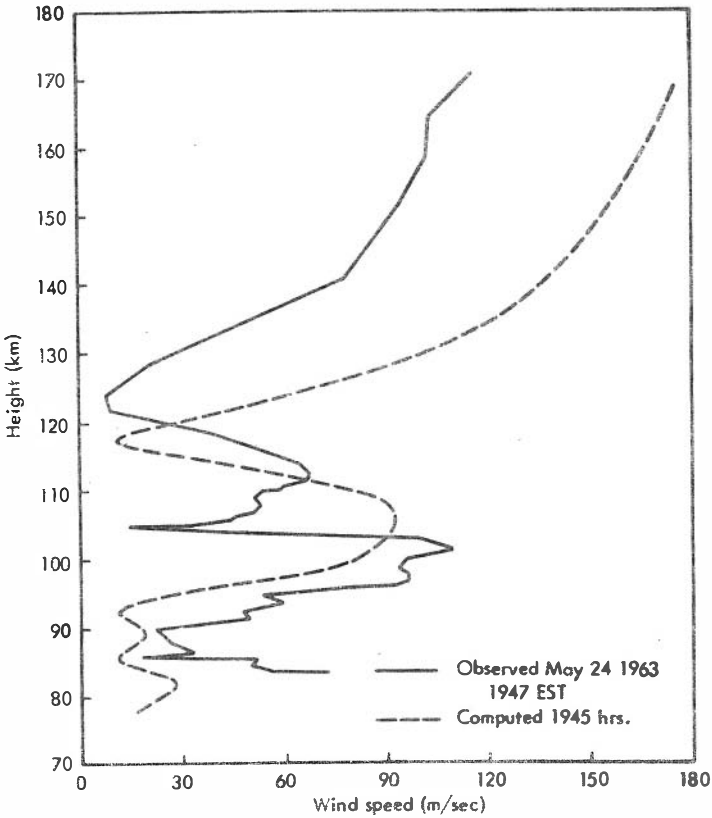


Рис.5

прилива является очень чувствительным индикатором физических условий в верхней атмосфере. Существует разработанная группой А.И. Ивановского /10/ теория полусуточного прилива с учетом влияния зонального ветра. Оказалось, что влияние зонального ветра на вертикальный профиль параметров приливных колебаний гораздо существеннее, чем сезонные вариации температурной стратификации. Руководящая идея о сезонной зависимости полусуточного приливного ветра от глобальной зональной циркуляции очень плодотворна. Эксперимент дает данные о большой изменчивости амплитуды полусуточного приливного ветра от года к году и от станции к станции при относительной стабильности поведения фазы. Даже средний за несколько лет годовой ход амплитуды для разных станций сильно отличается. Источник этих отличий - широтная и долготная вариации индексов циркуляции в нижней термосфере и в нижележащих атмосферных слоях /II/. Вариации фазы теория объясняет только для зимних условий. Расхождение теории и эксперимента для лета выдвигает экспериментальную задачу тщательного измерения сдвига фаз между зональной и меридиональной компонентой ветра и особенно - получения высотной зависимости характера приливов. Богатую информацию о вертикальной структуре приливов дает высокоэффективная измерительная радиометеорная система в Гарши /I2,I3/. На рис.6 показаны примеры профилей, получаемых на этой установке. Результаты

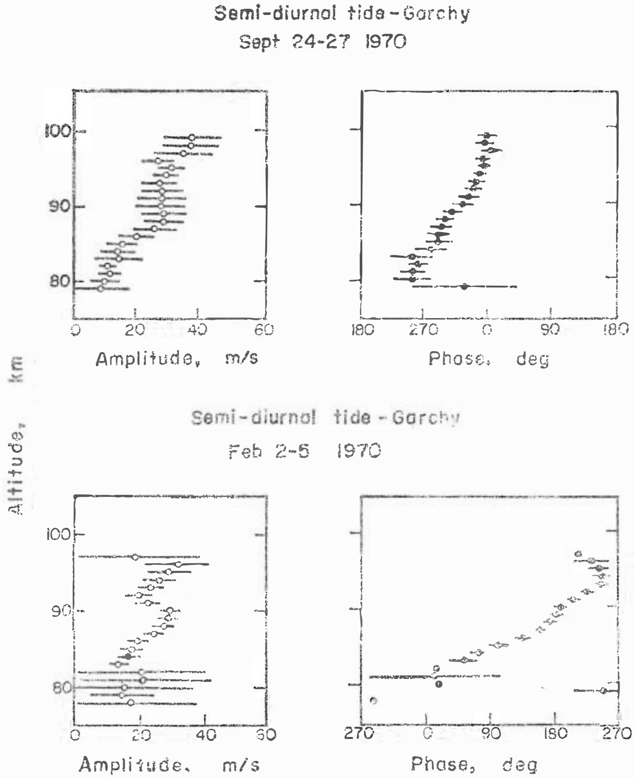


Рис.6

хорошо согласуются с данными некогерентного рассеяния (французская установка в Сент-Сантин). На рис.7 показаны результаты сопоставления данных о полусуточных приливах, полученных радиометеорной системой в Гарши (MR) и методом некогерентного рассеяния (IS) в Сент-Сантин. Анализ многолетних измерений показал, что

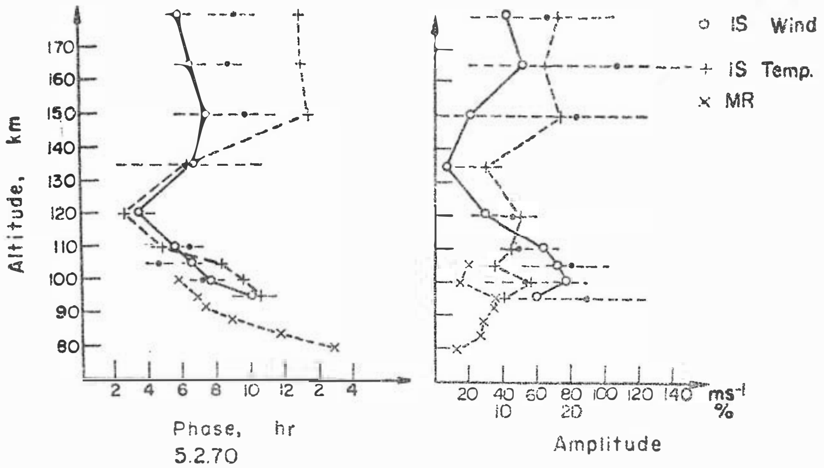


Рис.7

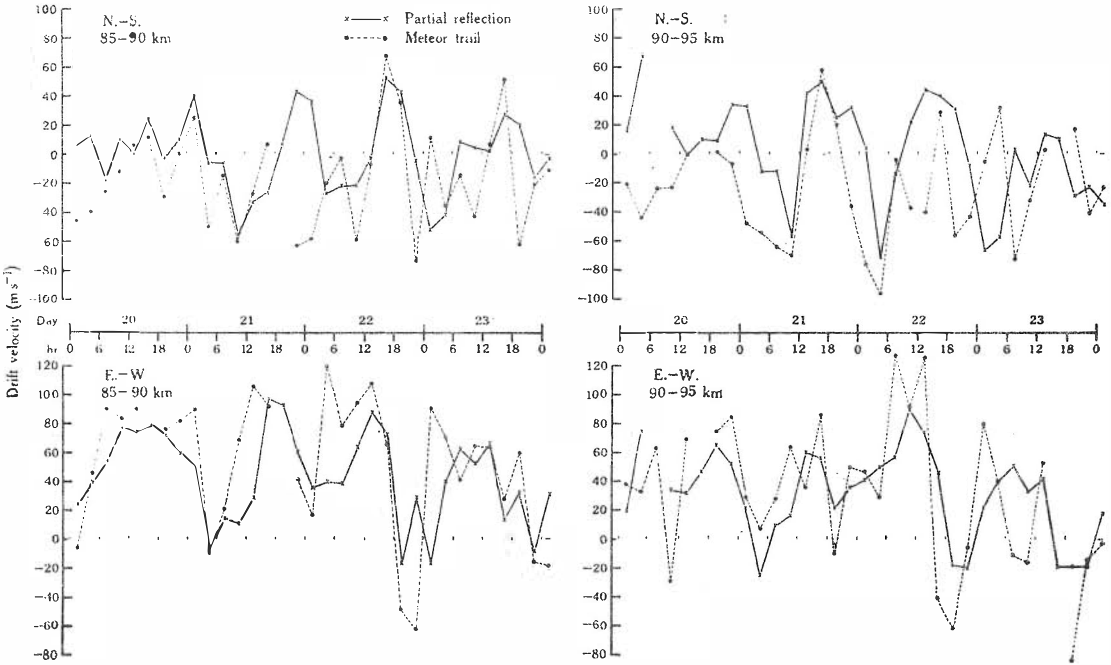
в области 80-100 км амплитуда полусуточного прилива растет с высотой; фаза меняется линейно с градиентом $\sim 5^{0}$/км. Вертикальная длина волны $\sim$ 100 км. Интересно, что в периоды стратосферных потеплений вертикальная длина волны уменьшается до 20-40 км, а вертикальный градиент изменения фазы возрастает до 10^{0}/км. Для суточного прилива эффекты стратосферных потеплений также проявляются достаточно четко. Последней (по времени) теоретической работой в области термосферных приливов является доклад Харриса и Мэйра /14/ на сессии Американского Геофизического Союза в 1974г. Термосферные приливы описываются здесь трехмерной теорией с учетом нелинейных эффектов и взаимодействия мод. Подчеркивается, что нижняя термосфера отличается взаимодействием с нижней атмосферой, а также взаимодействием между приливными и планетарными волнами.

Планетарные волны с периодом 5-10 дней обнаруживаются в нижней термосфере как по радиометеорным данным /13/, так и по другим наземным измерениям /I5/. Известно, что с ними связывают явление зимней аномалии поглощения и многие другие мезосферные процессы. Планетарные волны составляют важную часть динамического режима нижней термосферы, и характеристики их распространения так же, как и у приливных колебаний, тесно связаны с параметрами преобладающего ветра. Например, есть данные, что колебания плазмы выше и ниже мезопаузы близки по фазе только в периоды западных ветров /I6/. Ветровой режим в нижней ионосфере испытывает также резкие изменения в период стратосферных потеплений, которые генетически связаны с планетарными волнами. Это касается и области Д /I7/, и области Е /I8,I9/.

Сводка данных о результатах многолетних измерений ветра в нижней термосфере методом ДI в ГДР опубликована недавно в монографии /20/. Аналогичные измерения проводились в Новосибирске/2I/. Анализ данных показывает, что в средних широтах преобладающий западный ветер наблюдается и летом, и зимой. Эта закономерность сохраняется во все периоды, для любой солнечной активности. Периоды равноденствия характеризуются частой сменой направления, тем не менее и в эти периоды преобладают зональные движения. Что касается меридиональной циркуляции, то в периоды равноденствия она весьма неустойчива, а в периоды солнцестояния направлена к полюсу зимой и к экватору летом. Этот характер меридиональной циркуляции в основном сохраняется вне зависимости от вариаций солнечной активности, но разброс направлений в годы максимума существенно меньше, чем в годы минимума.

Модуль скорости чаще всего 50-70 м/сек, причем скорость в годы максимума солнечной активности несколько выше, чем в годы минимума. Сезонная зависимость модуля скорости невелика. Самые высокие скорости (до I30 м/сек) наблюдались летом в период максимума активности. Вообще динамический режим в годы максимума ближе к зональному, циркуляция более устойчива. Амплитуда полусуточного прилива для обоих компонент ветра с ростом солнечной активности падает. Фаза полусуточной волны, которая очень чувствительна к изменениям циркуляции, позволяет зафиксировать момент сезонной перестройки циркуляции с точностью до нескольких дней.

Особый интерес представляют данные о дрейфах, полученные методом частичных отражений. К настоящему времени опубликованы результаты измерений на установках в Новой Зеландии /22/, Австралии



July 1971, 85-95 km in 5 km intervals.

Рис.8

/23/, Канаде /24/ и СССР /25/. Данные измерений хорошо согласуются с радиометеорными результатами /23/ (рис.8) и моделями нейтрального ветра в этой области. Анализируя получаемые вертикальные профили ветра (с временным разносом 6-60 минут), удалось получить информацию о нерегулярной компоненте ветрового поля и внутренних гравитационных волнах /24/ (амплитуды волн – 50 м/сек, вертикальная длина волны 10-20 км, периоды - 40-120 минут, градиенты - 10-50 м/сек/км).

Таким образом, подводя итог обзора известных к настоящему времени экспериментальных данных, можно сделать вывод, что по существу мы имеем только самые общие сведения о характере динамического режима нижней термосферы. В то же время мы располагаем вполне надежными методами измерений, которые могут дать всю необходимую информацию о пространственно-временном распределении параметров движений в глобальном масштабе при условии организации координированных и длительных программ наблюдений /26/.

Отсутствие такой информации в достаточном объеме и привело к такому положению, когда при общепризнанном влиянии процессов переноса на аэрономические процессы в нижней термосфере, работ, где бы проводились конкретные расчеты с их учетом, чрезвычайно мало. Как правило, учитывались только такие процессы, как молекулярная диффузия и турбулентное перемешивание (например, /27,28/). Одной из первых попыток учесть макроскопический перенос в расчетах суточных и сезонных вариаций малых составляющих нейтральной атмосферы на высотах мезосферы и нижней термосферы является работа Б.Кошелева /29/, где использованы данные /5/ о вертикальных движениях. Этот учет, в частности, приводит к новым результатам, касающимся сезонных вариаций концентрации атомного кислорода для высот, больших 70 км.

Актуальной задачей будущих исследований, целью объединения усилий специалистов в области аэрономии, физики и химии ионосферы и метеорологии остается создание теоретических и эмпирических моделей взаимодействия стратосфера-мезосфера-ионосфера, создание модели динамического режима на этих уровнях.

Литература

1. R.A.Craig. The Upper Atmosphere, Meteorology and Physics, Acad. Press, USA, 1965.

2. W.L.Webb. Structure of the Stratosphere and Mesosphere,Acad. Press, USA, 1966.
3. G.V.Groves. Space Res., 10, 137, 1970.
4. G.V.Groves. AFCRL-71-0410 Environmental Research Papers, № 368, 1971.
5. A.Ebel. Space Res., 14, 195, 1974.
6. R.Woodman, A.Guillen. J.Atmos. Sci., 31, № 2, 493, 1974.
7. S.Chapman, R.Lindzen. Atmospheric Tides, Holland, 1970.
8. E.S.Batten. Space Res., 12, 1102, 1972.
9. К.Шпренгер, К.Грайзигер, Р.Шминдер. Изв. АН СССР, сер. "Физика атмосферы и океана", 7, № 3, 246, 1971.
10. А.И.Ивановский, Ю.В.Семеновский. Изв. АН СССР, сер. "Физика атмосферы и океана", 7, № 3, 246, 1971.
11. К.Грайзигер и др. Изв. АН СССР, сер. "Физика атмосферы и океана, 7, № 3, 255, 1971.
12. A.Spizzichino. Meteor Trail Radar Winds over Europe, in : Thermospheric Circulation, MJT-Press, USA, p.117, 1971.
13. M.Glass, A.Spizzichino. J.Atmos. Terr. Phys., 36, 1825, 1974.
14. J.Harris, H.Mayr. Tides in the Transition Region of the Lower Thermosphere, Trans. AGU, 55, № 4, 371, 1974.
15. E.A.Lauter. Evidence and Characteristics of Internal and Planetary Waves within the D-Region Plasma, preprint of report to COSPAR-1973.
16. E.A.Lauter. Mesospheric Properties as Seen from D-Region Electron Density Behaviour, Survey Paper to IAGA Symposium, 1973.
17. K.Sprenger, I.Lysenko. Phil. Trans. Roy. Soc., A271, 473, 1972.
18. Н.М.Ерофеев, Г.П.Калиновская. Геомагнетизм и аэрономия, 14, № 2, 250, 1974.
19. Г.В.Вергасова, Э.С.Казимировский. Стратосферные потепления и динамика нижней ионосферы. Доклад на Международном совещании по мезосферным процессам. Таллин, 1975.
20. K.Sprenger a.o. Die Windsysteme in der Oberen Mesopausenregion Mittlerer Breiten nach Ionosphärendriftmessungen im Langwellenbereich, Heinrich-Hertz-Institutbericht, DDR, Berlin, 1974.
21. Л.В.Жалковская. В сб.: Вопросы исследования нижней ионосферы.

Новосибирск, Ин-т геол. и геофиз.,81, 1972.
22. G.Frazer, A.Kochansky. Ann. Geophys., 26, 3, 675, 1970.
23. T.Stubbs, R.Vincent. Austr.J.Phys., 26, № 5, 645, 1973.
24. A.H.Manson, J.B.Gregory, D.E.Stephenson. J.Atmos. Terr.Phys., 35, № 11, 2055, 1973.
25. Е.А.Бенедиктов, Л.В.Гришкевич и др. Изв. ВУЗов, сер. "Радиофизика", 17, № 6, 798, 1974.
26. Э.С.Казимировский. Вестник АН СССР, № 7, 52, 1973.
27. T.Shimazaki, A.Laird. Radio Sci, 7, 23, 1972.
28. M.R.Bowman, L.Thomas. J.Atmos.Terr.Phys., 36, № 4, 657, 1974.
29. В.В.Кошелев. Доклад на Международном совещании по мезосферным процессам. Таллин, 1975.

РЕЗУЛЬТАТЫ СОПОСТАВЛЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ ДРЕЙФА В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ

Л.В.Жалковская

В последнее время большое внимание исследователей привлекает сравнительно мало изученная область ионосферы - нижняя ионосфера (область Д). Роль динамических факторов распределение малых нейтральных и ионизированных компонент этой области существенна. К динамическим факторам относят, в частности, ветровую систему на рассматриваемых уровнях. Систематические данные о ветре на высотах 80-100 км в настоящее время, наряду с другими методами, получают методом Д1 - путем разнесенного приема средневолновых радиоволн.

Получены определенные характеристики ветровой системы - сезонные, суточные, в зависимости от солнечной активности и др.

К сожалению, эти измерения проводятся в чрезвычайно ограниченном числе пунктов, а для изучения циркуляции атмосферы на ионосферных уровнях необходим анализ результатов измерений ветра в глобальном масштабе.

Для нижней ионосферы первые усилия в этом направлении были сделаны учеными из ГДР, когда они сравнили свои результаты, полученные методом Д1, с результатами метеорных измерений (метод Д2), проводившихся в обсерватории Джодрел Бэнк и на станции в

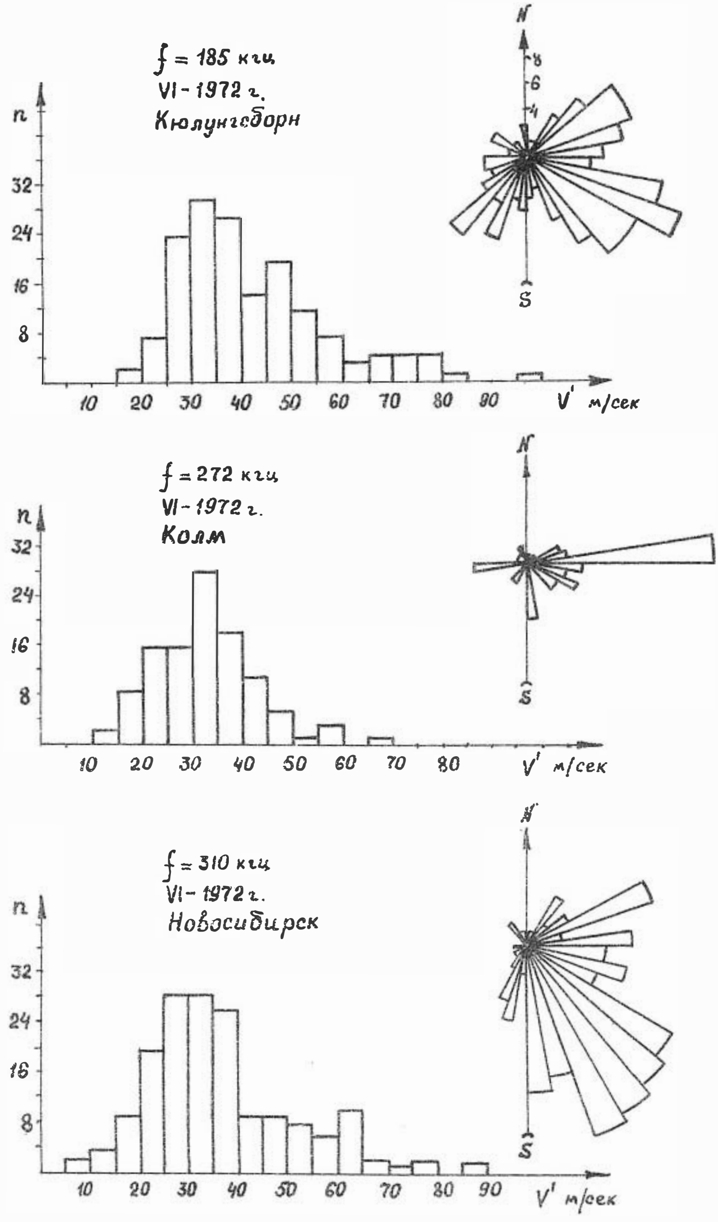

f = 185 кгц
VI - 1972 г.
Кюлунгсборн
n
32
24
16
8
10
20
30
40
50
60
70
80
90
V' м/сек
N
8
6
4
S
f = 272 кгц
VI - 1972 г.
Колм
n
32
24
16
8
10
20
30
40
50
60
70
80
V' м/сек
N
S
f = 310 кгц
VI - 1972 г.
Новосибирск
n
32
24
16
8
10
20
30
40
50
60
70
80
90
V' м/сек
N
S

Рис. 1

Шеффилде, расположенных примерно на той же широте, но на 900 км западнее, чем станции ГДР. Существенным оказалось близкое согласие между результатами этих двух различных методов для довольно отдаленных точек /I/.

Далее, в течение трех лет проводились одновременные измерения дрейфа методом ДI в Кюлунгсборне и Колме и методом Д2 в Обнинске. Несмотря на значительные расстояния между сравниваемыми пунктами (I600 км, широты близкие) согласие результатов оказалось вполне хорошим /2/.

В настоящей работе мы проводим сравнение результатов дрейфовых измерений, проводимых методом ДI в Кюлунгсборне ($54^{\circ}N$, $12^{\circ}E$), Колме ($51^{\circ}N$, $13^{\circ}E$) и в Новосибирске ($55^{\circ}N$, $83^{\circ}E$). Расстояние между обсерваториями $\sim$4500 км. Измерения в Кюлунгсборне проводились на частоте I85 кгц, в Колме - на частоте 272 кгц и в Новосибирске - на частоте 3I0 кгц.

Расстояние между передатчиками и приемниками для немецких станций - I60 км и 400 км соответственно, для Новосибирской -250 км. Скорости дрейфа, измеренные в Кюлунгсборне и Колме, как видно на примере диаграммы рис.I, находятся в пределах I5-60 м/сек, наиболее вероятные 25-40 м/сек, при средней скорости 42 м/сек для Кюлунгсборна и 33 м/сек для Колма. Для Новосибирской станции наиболее вероятные скорости для данного месяца 20-40 м/сек при средней скорости 38 м/сек.

Что касается направлений дрейфа неоднородностей, то из рис.I можно видеть, что направления, измеренные в Кюлунгсборне и Новосибирске, хорошо согласуются. Преобладающим на обоих станциях оказалось юго-восточное направление. Заметен и второй максимум - к северо-востоку, но он более существенно проявляется в Кюлунгсборне и Колме. Из рис.2 видно, что появление этого лепестка на гистограмме обязано вечерним часам, но на Новосибирской станции для этих часов данных нет. Хорошее согласие в суточных вариациях полного вектора дрейфа, усредненного за месяц, можно проследить на рис.2.

Чтобы проследить более подробно суточные вариации вектора дрейфа отдельно для зональной и меридиональной компоненты, почасовые данные усреднялись за месяц и результат подвергался гармоническому анализу. Так выявлялась постоянная (превалирующая) и полусуточная компоненты, которые являются основными для средних

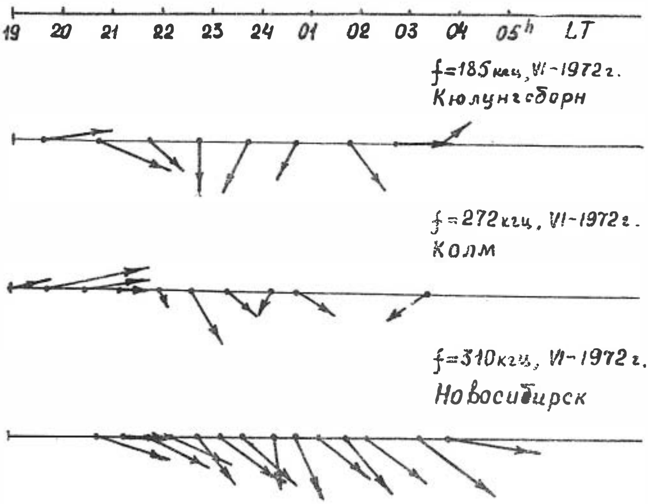


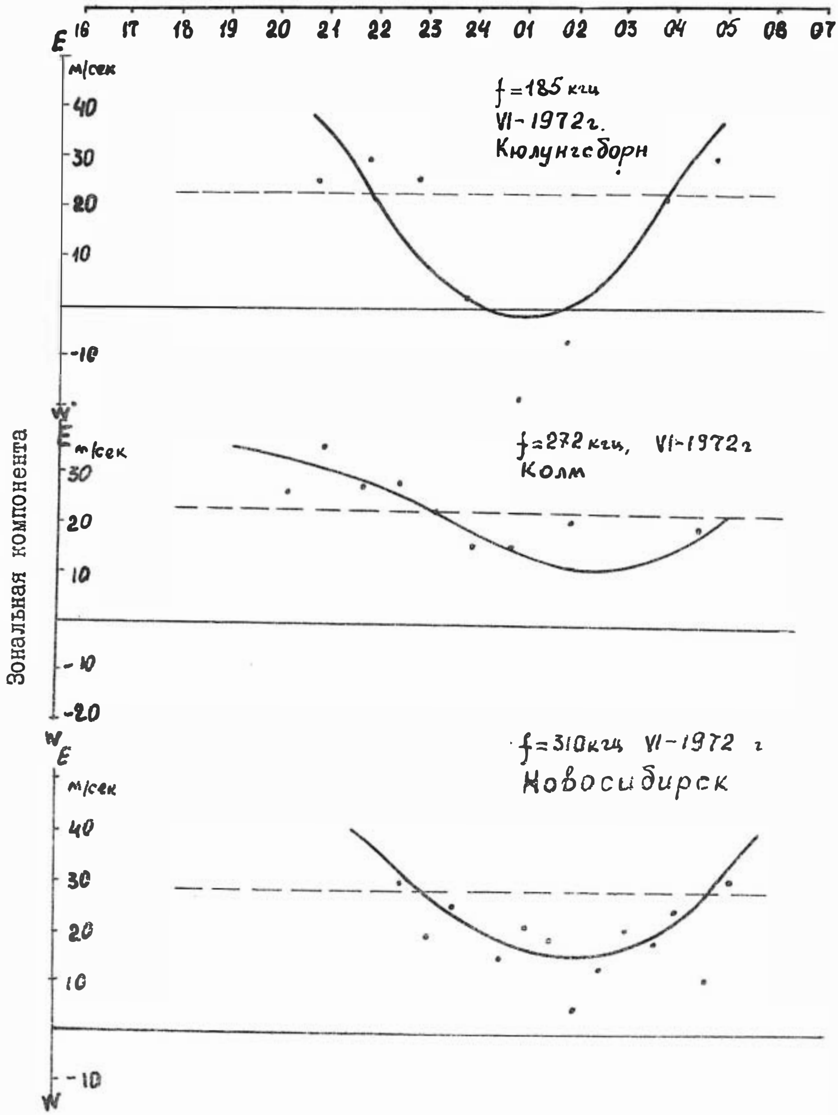
Рис.2

широт (т.к. наши измерения ограничены ночными часами из-за сильного поглощения средних волн днем, то можно определить в разложении только четные гармоники).

На рис. 3-6 представлены результаты гармонического анализа для зональной и меридиональной компонент дрейфа для зимнего и летнего месяца для трех сравниваемых станций. Хорошо видно качественное сходство вариаций компонент, полученных на немецких станциях и в Новосибирске.

Анализ данных таблицы I показывает, что в средних широтах преобладающий западный ветер (с запада на восток) наблюдается и летом, и зимой, периоды же равноденствия характеризуются сменой направления. Что касается меридиональной циркуляции, то в периоды равноденствия она весьма неустойчива, а в периоды солнцестояния направлена к полюсу зимой и к экватору летом.

Зональная циркуляция в июне направлена на восток со средней скоростью порядка 20 м/сек, в декабре - на запад с такой же скоростью; в январе заметно уменьшение скорости по величине до 7 м/сек и в Новосибирске и до 5 м/сек и I м/сек в Кюлунгсборне и Колме соответственно, и поворот на восток; в апреле скорость направлена на запад. Следовательно, суточная компонента показывает



16 17 18 19 20 21 22 23 24 01 02 03 04 05 06 07
E
м/сек
40
30
20
10
-10
W
f=185 кгц
VI-1972г.
Кюлунгсборн
E
м/сек
30
20
10
-10
-20
W
f=272 кгц, VI-1972г
Колм
Зональная компонента
E
м/сек
40
30
20
10
-10
W
f=310кгц VI-1972 г
Новосибирск

Рис.3

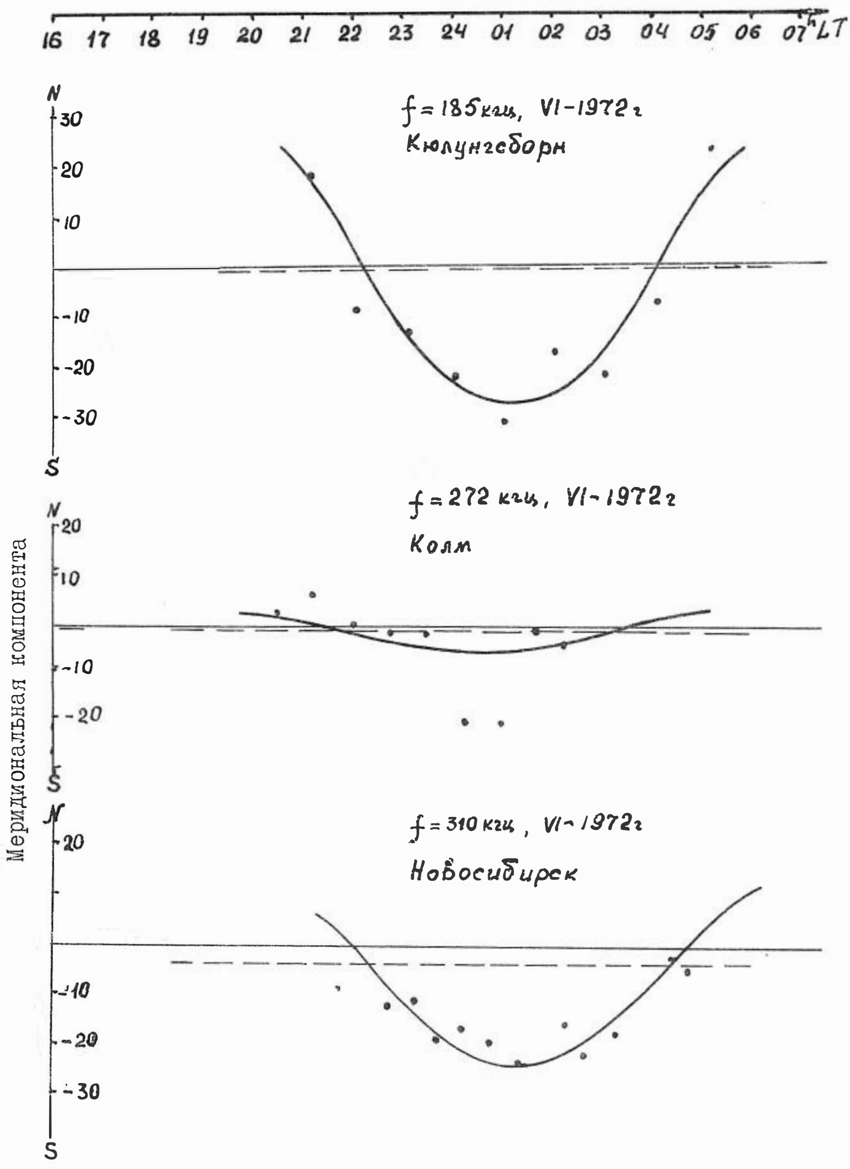

16 17 18 19 20 21 22 23 24 01 02 03 04 05 06 07 LT
Меридиональная компонента
N
30
20
10
-10
-20
-30
S
f = 185кгц, VI-1972г
Кюлунгсборн
N
20
10
-10
-20
S
f = 272 кгц, VI-1972г
Колм
N
20
-10
-20
-30
S
f = 310 кгц, VI-1972г
Новосибирск

Рис.4

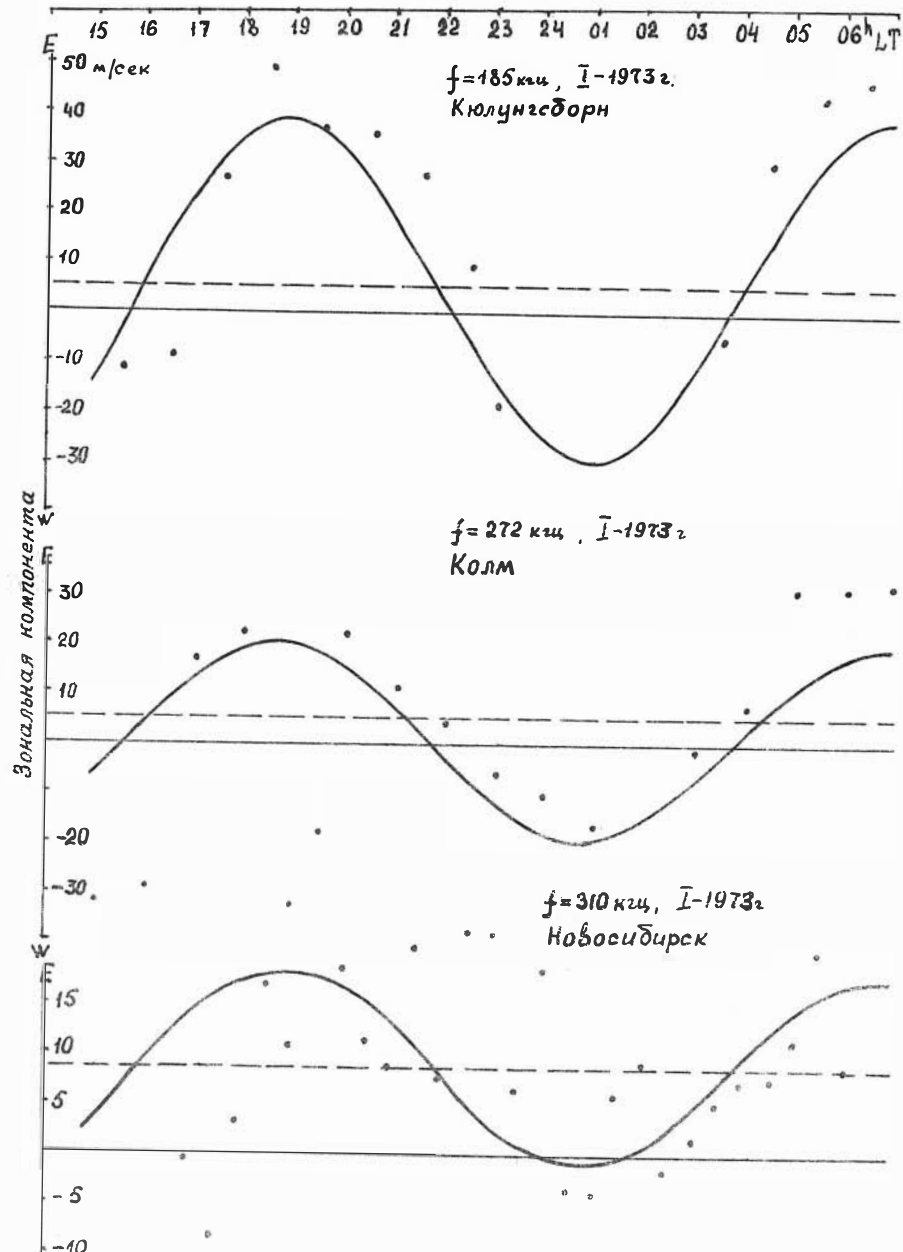

15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 01 02 03 04 05 06h LT
E
50 м/сек
40
30
20
10
-10
-20
-30
W
f=185 кгц, I-1973 г.
Кюлунгсборн
Зональная компонента
f=272 кгц, I-1973 г
Колм
E
30
20
10
-20
-30
W
f=310 кгц, I-1973г
Новосибирск
E
15
10
5
- 5
-10
W

Рис.5

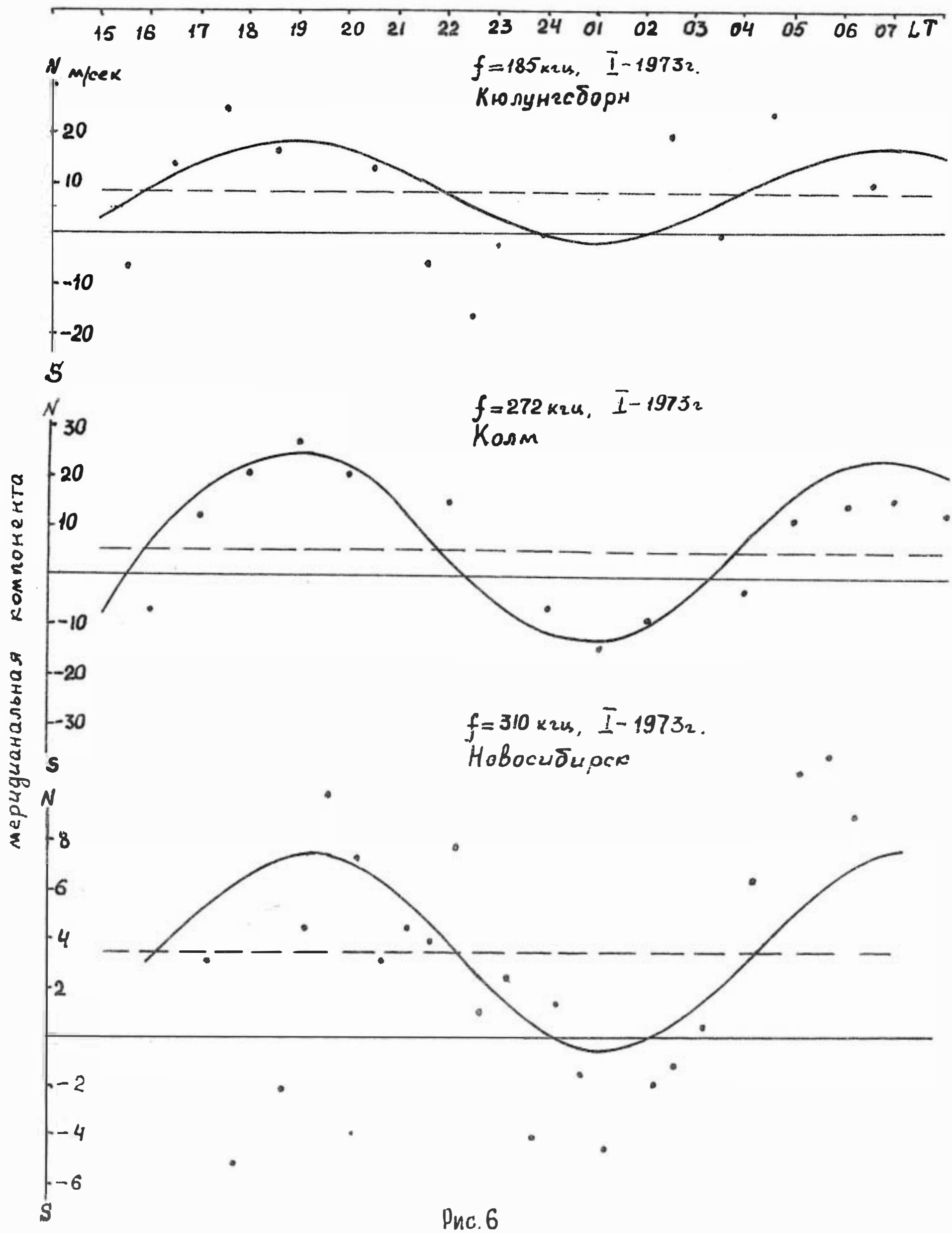

15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 01 02 03 04 05 06 07 LT
N м/сек
f=185 кгц, I-1973г.
Кюлунгсборн
20
10
-10
-20
S
N
f=272 кгц, I-1973г
Колм
30
20
10
-10
-20
-30
S
меридианальная компонента
f=310 кгц, I-1973г.
Новосибирск
N
8
6
4
2
-2
-4
-6
S

Рис. 6

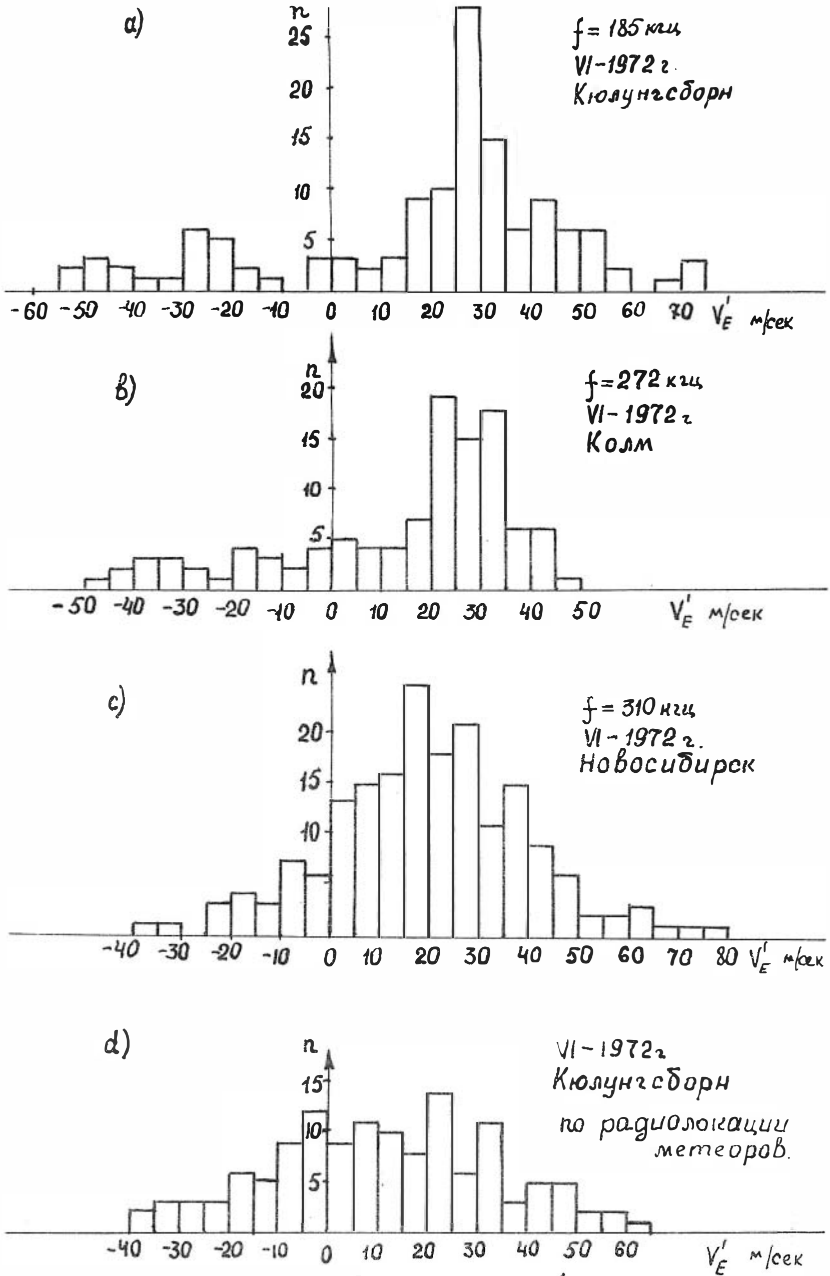

a)
n
25
20
15
10
5
f = 185 кгц
VI-1972 г.
Кюлунгсборн
-60 -50 -40 -30 -20 -10 0 10 20 30 40 50 60 70
V'_E м/сек
в)
n
20
15
10
5
f = 272 кгц
VI-1972 г
Колм
-50 -40 -30 -20 -10 0 10 20 30 40 50
V'_E м/сек
c)
n
20
15
10
f = 310 кгц
VI-1972 г.
Новосибирск
-40 -30 -20 -10 0 10 20 30 40 50 60 70 80
V'_E м/сек
d)
n
15
10
5
VI-1972 г
Кюлунгсборн
по радиолокации метеоров.
-40 -30 -20 -10 0 10 20 30 40 50 60
V'_E м/сек

Рис.7

Т а б л и ц а I

E-W

Обсерватории	УI-72г.		I - 73 г.			IУ - 73 г.		
	V_o	V_n	V_o	V_n	$V_в$	V_o	V_n	$V_в$
КЮЛУНГСБОРН	23	25	5	35	4			
КОЛМ	23	I5	I	2I	7	-26	4	7
НОВОСИБИРСК	30	I3	7	7	2	-II	5	3
КЮЛУНГСБОРН(метеорн.метод)	20	I6						

N-S

Обсерватории	УI-72г.		I - 73 г.			IУ - 73 г.		
	V_o	V_n	V_o	V_n	$V_в$	V_o	V_n	$V_в$
КЮЛУНГСБОРН	-I	28	8	9	8			
КОЛМ	-I	6	5	I8	2	-I4	I0	8
НОВОСИБИРСК	-5	I0	3	7	5	2	3	7
КЮЛУНГСБОРН(метеорн.метод)	-I.6	I8						

некоторые флуктуации от месяца к месяцу. Меридиональная компонента, в основном, значительно меньше, чем зональная.

Фаза полусуточной меридиональной компоненты, например, в июне, опережает полусуточную зональную компоненту, таким образом указывая на вращение по часовой стрелке приливной моды.

На рис.7 построены гистограммы для зональной компоненты дрейфа для июня 1972 г., видно не только хорошее согласие между результатами сравниваемых станций, но и для данных, полученных методом Д2 в Кюлунгсборне (рис.7, d).

Таким образом, несмотря на большие расстояния между станциями получено довольно хорошее согласие результатов и можно заключить, что наблюдаемые дрейфы имеют систематический крупномасштабный характер.

Литература

I. K.Sprenger and R.Schminder. Journ.Atmos. and Terr. Phys., vol.30, p.693, 1968.

2. K.Sprenger and Lysenko. Phil. Trans. R.Soc. Lond. A.271, p.473 (1972).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИОВОЛН МЕТОДОМ A_3

И.И.Нестерова

Измерения поглощения радиоволн в ионосфере при наклонном падении (метод A_3) проводились на частоте 2,5 Мгц на трассе Томск-Новосибирск протяженностью 200 км с 23 июля 1973 г. по 15 июля 1974 г. Передатчик работал в непрерывном режиме (получасовыми сеансами по 24 сеанса в сутки). Прием сигнала осуществлялся на рамочную антенну, калибровка принимаемого сигнала производилась по эталонному полю.

Поглощение радиоволн вычислялось по формуле:

$$L\,(\text{дб}) = -20\,\lg\frac{E}{E_0}\,,$$

где E - измеренная напряженность поля отраженной от ионосферы волны, E_0 - напряженность поля волны в отсутствие поглощения (практически в случае пренебрежимо малого поглощения). Величина E_0 определялась нами из ночных измерений напряженности поля при отражении от экранирующего слоя E_s .

Прежде чем переходить к изложению результатов измерений, отметим недостатки измерений в проведенном цикле. Во-первых, при измерениях в зимние месяцы в полдень сигнал был зачастую на уровне помех, так что можно только сказать, что поглощение было больше 44,0 дб (на рисунках - точки со стрелками). Во-вторых, по различным причинам было сделано неодинаковое число измерений в разные месяцы (например, в октябре - 15 дней измерений, в апреле - 13 дней, в мае - 12 дней, в остальные месяцы - от 20 до 27 дней измерений), причем в некоторые дни отсутствовали измерения в течение двух-трех сеансов.

По полученным данным построены кривые суточного хода поглощения (зависимость величины L от $\cos\chi$, χ - зенитный угол Солнца) для 5-8 дней каждого месяца. Для суточного хода поглощения характерна асимметрия значений поглощения до и после полудня при равных значениях $\cos\chi$. В 70% случаев наблюдается превышение послеполуденных значений поглощения $L_{p.m.}$ над дополуденными $L_{a.m.}$ Такой суточный ход имеет место во все сезоны. В качестве примера на рис.1 приведены кривые суточного хода L для нескольких дней в различные сезоны. Имеются, однако, дни, в которые не наблюдается такого четкого суточного хода (около 20% случаев); в отдельные же дни наблюдается "обратный" ход, т.е. $L_{p.m.} < L_{a.m.}$

С этой точки зрения были также проанализированы данные измерений поглощения методом A_3 за тот же период для двух трасс в Европе: Kiel-Neustrelitz (f = 2775 кгц, d = 220 км) и Norddeich-Neustrelitz (f = 2614 кгц, d = 395 км) /1/. Хотя такой анализ сделан лишь по значениям L для $\cos\chi$ = 0,2 и $\cos\chi$ =0,4, можно сделать аналогичный вывод: для первой трассы наблюдается 60% случаев, когда $L_{p.m.} > L_{a.m.}$; для второй трассы, где волна отражается от более низких высот, 70% случаев.

Превышение послеполуденных значений $L_{p.m.}$ над дополуденными $L_{a.m.}$ при одинаковых значениях $\cos\chi$ характерно и для среднемесячных кривых суточного хода $L(\cos\chi)$, что естественно при таком соотношении отдельных суточных реализаций, как описано выше. На рис.2 приведены примеры суточного хода поглощения по медианным значениям L за месяц для различных значений $\cos\chi$. Разброс отдельных измерений относительно медианы составляет $\pm$(2-6) дб для различного времени дня и разных сезонов.

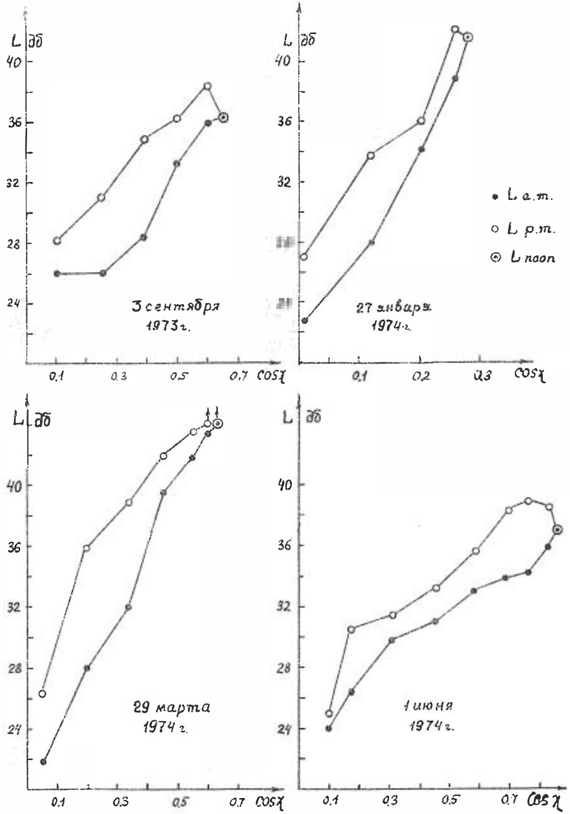

L дб
cos χ
• L a.m.
○ L p.m.
⊙ L noon
3 сентября 1973 г.
27 января 1974 г.
29 марта 1974 г.
1 июня 1974 г.

Рис. 1.

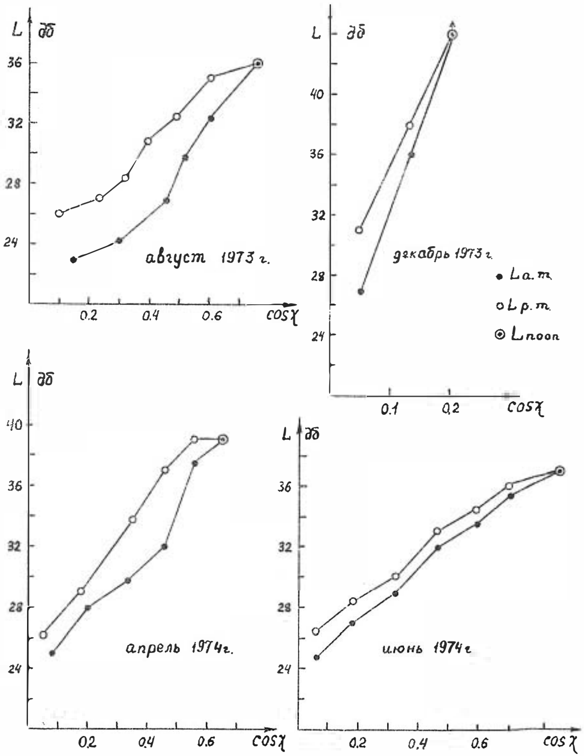

L дб
cos χ
• L a.m.
○ L p.m.
⊙ L noon
август 1973 г.
декабрь 1973 г.
апрель 1974 г.
июнь 1974 г.

Рис. 2.

На существование асимметрии в значениях L в дополуденные и послеполуденные часы указывалось также в работах /2,3/.

Возникает вопрос, имеется ли зависимость разности $(L_{p.m.} - L_{a.m.})$ от величины $\cos\chi$ и сезона. В этой связи также интересно проанализировать не только данные наших измерений, но и данные упомянутых выше трасс в Европе. Разница величин $L_{p.m.}$ и $L_{a.m.}$ по нашим данным для $\cos\chi = 0{,}2$ в разные месяцы составляет от I дб до 7 дб и видна из рис.3. Поглощение при $\cos\chi = 0{,}4$ не может быть измерено на нашей широте в ноябре, декабре, январе и феврале; для остальных месяцев послеполуденные значения $L_{p.m.}$ также превышали дополуденные $L_{a.m.}$ на величину от I дб в сентябре и октябре I973 г. до 4 дб в августе I973 г., апреле и июле I974 г. Таким образом, порядок разности ($L_{p.m.} - L_{a.m.}$) одинаков для $\cos\chi = 0{,}2$ и $\cos\chi = 0{,}4$. Что касается сезонного хода, то трудно сделать определенные выводы по измерениям одного года, можно лишь обратить внимание, что наибольшие значения разности ($L_{p.m.} - L_{a.m.}$) приходятся на месяцы весенней перестройки.

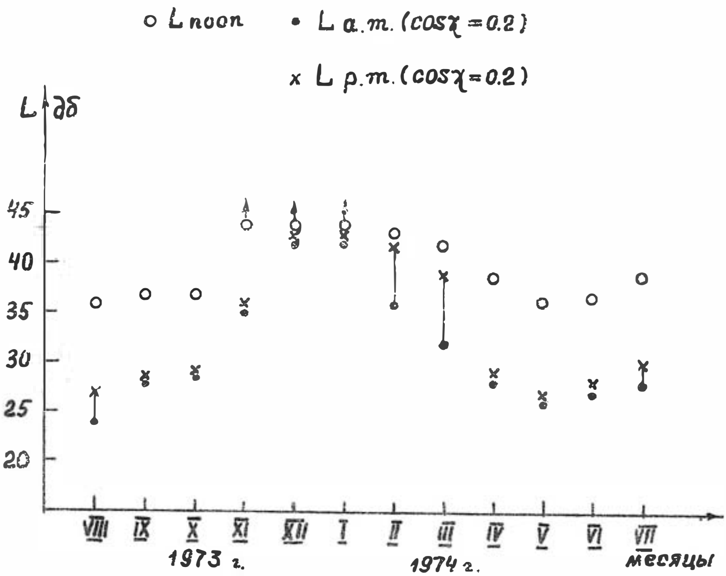


Рис.3

По данным измерений 1973-1974 гг. на трассе Norddeich-Neustrelitz (2614 кгц, 395 км) разница величин $L_{p.m.}$ и $L_{a.m.}$ для всех месяцев положительна и составляет от 2 дб до 10 дб, причем нет особой разницы между ($L_{p.m.}-L_{a.m.}$) для $\cos\chi=0,2$ и $\cos\chi=0,4$. Максимальные значения разности ($L_{p.m.}-L_{a.m.}$) также приходятся на месяцы весенне-летней перестройки.

На трассе Kiel-Neustrelitz (2775 кгц, 220 км) эта разница имеет меньшие значения и составляет 1-4 дб для $\cos\chi=0,2$ и $\cos\chi=0,4$. Вывод о сезонном ходе величины($L_{p.m.}-L_{a.m.}$) может быть сделан после анализа данных измерений за несколько лет.

Данные измерений позволили построить сезонный ход среднемесячных величин поглощения при $\cos\chi=0,2$ (отдельно для $L_{p.m.}$ и $L_{a.m.}$) и поглощения в полдень L_{noon} (см.рис.3). Как и следовало ожидать, в сезонном ходе четко проявляется зимняя аномалия для поглощения L при $\cos\chi=0,2$. Обращает на себя внимание тот факт, что зимняя аномалия четко видна и по полуденным величинам поглощения, что не является специфической чертой зимней аномалии поглощения. Возможно, эта особенность характерна лишь для поглощения в годы минимума солнечной активности.

С этой целью интересно сравнить данные рассматриваемого цикла измерений на трассе Томск-Новосибирск (на спаде солнечной активности, перед ее минимумом) с измерениями поглощения, которые проводились на этой же трассе в 1967-1968 гг. (вблизи максимума солнечной активности) на частоте 3,5 Мгц /4/. В измерениях 1967-1968 гг. величина полуденного поглощения летом была больше, чем зимой, и зимняя аномалия по полуденным значениям поглощения была видна лишь в координатах $(L_{noon}, \cos\chi)$.

Эта же особенность характерна и для измерений поглощения на европейских трассах. В период 1973-1974 гг. зимняя аномалия поглощения проявляется как для значений $L_{a.m.}$ и $L_{p.m.}$ при $\cos\chi=0,2$, так и для поглощения в полдень. К сожалению, мы не имеем данных измерений для европейских трасс за 1967-1968 гг., поэтому использовали данные 1970-1971 гг. (также вблизи максимума солнечной активности). По этим данным зимняя аномалия видна лишь по значениям поглощения L для $\cos\chi=0,2$, но не проявляется по полуденным значениям поглощения.

Отметим еще одну особенность при сравнении наших измерений 1967-1968 гг. и 1973-1974 гг. Полуденные значения поглощения летом в обоих циклах измерений получились приблизительно одинако -

выми (35 дб), а зимой поглощение в период 1967-1968 гг. - примерно в 2 раза меньше. Это можно, вероятно, объяснить следующим образом. Измерения в этих циклах проводились, как уже отмечалось, на разных частотах. Если оценивать соотношение поглощения по формуле $\frac{L_1}{L_2} \sim \left(\frac{f_2}{f_1}\right)^2$, то $L\,(2,5)/L\,(3,5)$ должно быть $\sim$1,6. Для зимних рассматриваемых периодов отношение значений поглощения близко к данной величине, в летние же равно $\sim$1. Видимо, летом увеличение поглощения на более низкой рабочей частоте (2,5 Мгц) "компенсируется" за счет меньшей электронной концентрации вблизи минимума солнечной активности. Зимой же электронная концентрация в области отражения этих частот определяется не солнечной активностью, а в большей степени динамическим режимом этой области, поэтому разница полуденных величин поглощения в этих циклах измерений обусловлена, в основном, разницей рабочих частот.

Л и т е р а т у р а

1. Geophysikalische Beobachtungsergebnisse, Heinrich-Hertz Institut, DDR, August 1973 - July 1974.
2. S.R.Khastgir, S.Ganguly, S.Samanta. J.Geomagn. and Geoelectr., 1973, 25, № 2, 145.
3. М.Ширмамедов, И.Хандовлетов, Т.Сопыев. Изв. АН Туркм.ССР, сер. физ.-техн., хим. и геол.наук, № 3, 113, 1974.
4. И.И.Нестерова, В.И.Семенов. Геомагнетизм и аэрономия, т.XI, № 1, 159, 1971.

Р Е Ф Е Р А Т Ы

УДК 550.388

АДИАБАТИЧЕСКИЙ ЗАХВАТ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРНЫЙ ВОЛНОВОЙ КАНАЛ

М.Е.Фрейман. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр.5-13.

В адиабатическом приближении получены уравнения для траектории луча в неоднородном ионосферном канале. В частном случае траекторий, близких к горизонтальным, эти уравнения совпадают с аналогичными в /I/. Рассмотрена задача о захвате радиоволн в ионосферный канал за счет неоднородности последнего в приближении геометрической оптики. Получены условия адиабатичности захвата и выражение для угловой ширины захваченного пучка. Показано, что выражение для угла излучения критического луча можно использовать для расчета МПЧ ионосферного слоя с учетом горизонтальной неоднородности ионосферы.

Илл. I, библ. 6.

УДК 550.388.2

О НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЛН СВ-ДИАПАЗОНА НА КОРОТКИХ ТРАССАХ

И.М.Виленский, О.М.Грехов, Г.И.Кузин, Л.Н.Ручкан, А.Н.Удальцов. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр. I4-I9.

Приведены результаты измерений напряженности поля средних волн (500-I500 кгц), выполненных импульсным методом на расстояниях от 70 до 250 км, и результаты измерений суммарного поля на расстояниях от 200 до 600 км. На основе экспериментальных данных получены кривые распространения ионосферной волны для интервала расстояния от 70 до 600 км. По кривым распространения оценены зоны наибольшего фединга, знание которых существенно для проектирования систем радиовещания.

Илл. 3, библ. 3.

УДК 550.388

О НЕЛИНЕЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РАДИОВОЛН В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

В.В.Плоткин. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр. 20-68.

Рассматривается взаимодействие немодулированных радиоволн в нижней ионосфере, связанное с влиянием мощной волны на амплитудные характеристики "слабой" волны, распространяющейся в возмущенной зоне. Определены характер и параметры возмущений электронной температуры, частоты соударений и электронной плотности в дневной и ночной ионосфере в зависимости от мощности, частоты и поляризации воздействующей волны. Исследовано влияние таких искусственных неоднородностей на отражение от ионосферы длинных радиоволн ($\omega \sim 10^4-10^6$ сек$^{-1}$). Рассчитан коэффициент отражения этих волн в зависимости от мощности, частоты и поляризации воздействующего передатчика. Также исследовано изменение поглощения "слабых" радиоволн в диапазоне частот I-IO Мгц в дневной и ночной ионосфере в зависимости от параметров возмущающей волны.

Илл. I4, табл. 5, библ. 9.

УДК 550.388

ОБ ОТРАЖЕНИИ РАДИОВОЛН ОТ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ СРЕДЫ

В.В.Плоткин. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр. 68-72.

Рассматривается влияние малых возмущений комплексной диэлектрической проницаемости с пространственным периодом $\sim \lambda/2$ (которые могут возникать в ионосфере в области ниже точки отражения мощной волны) на отражение от них радиоволн с длиной волны λ. Аналитически рассчитан коэффициент отражения в этом случае. Получены условия на толщину возмущенного слоя, при которых отражение может быть существенным.

Библ. 4.

УДК 550.388

О РАСПРОСТРАНЕНИИ МОЩНЫХ РАДИОСИГНАЛОВ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ИОНОСФЕРЕ

А.А.Капельзон, В.В.Плоткин. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр.72-81.

Рассматривается распространение мощного радиосигнала в магнитоактивной ионосфере с учетом взаимодействия его нормальных составляющих. Получены выражения, описывающие в этом случае нелинейные искажения радиосигнала с произвольной первоначальной модуляцией. Исследованы нелинейные искажения синусоидально модулированных радиоволн и прямоугольных радиоимпульсов. Показано, что при достаточно высоких частотах модуляции (или для коротких импульсов) нелинейные искажения сигналов существенно связаны с различием групповых скоростей нормальных составляющих.

Илл. 2, библ. 4.

УДК 550.388.2

ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В Д-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ ВО ВРЕМЯ ВНЕЗАПНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Е.А.Бенедиктов, Л.В.Гришкевич, В.А.Иванов, В.В.Подмосков, Ф.А. Флат, Е.В.Шлыков. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр.81-85.

Изложены результаты наблюдений двух внезапных ионосферных возмущений (ВИВ), проведенных методом обратного рассеяния в Горьком в 1974 г. Приведены три профиля $N(h)$, полученные в последовательные интервалы времени для ВИВ 19.IУ-1974 г. и четыре распределения $N(h)$ для ВИВ 4.УП-1974 г.

Рис. 3, библ. 5.

УДК 550.388.2

ОКОЛОПОЛУДЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ

В.В.Беликович, Е.А.Бенедиктов, В.Д.Вяхирев, Н.П.Гончаров, Л.В. Гришкевич, В.А.Иванов, М.А.Иткина, А.В.Толмачёва. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр. 85-89.

Приведены результаты измерений $N(h)$ профилей в области Д ионосферы в околополуденные часы, полученные в июне 1974 г. в г.Горьком методом обратного рассеяния радиоволн. Отмечается, что вариации $N(h)$ профилей от одного дня к другому не очень велики, величина ассиметрии в значениях N относительно полудня убывает с увеличением высоты. Результаты измерений $N(h)$ сопоставляются с данными суточного хода интегрального поглощения радиоволн на частоте 13 Мгц.

Рис. 2, библ. 5.

УДК 550.388.2

ИОНООБРАЗОВАНИЕ В Д-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ В ПЕРИОД ВНЕЗАПНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

В.В.Беликович, Е.А.Бенедиктов, М.А.Иткина. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр. 89-100.

Изложена методика расчета дополнительной функции ионообразования в периоды внезапных ионосферных возмущений. Основное внимание уделено задаче восстановления формы дифференциального спектра рентгеновского излучения по данным об интегральных значениях интенсивности этого излучения. Показано, что модели кусочно - степенного и комбинированного (с учетом линий излучения) спектров ближе к наиболее вероятному распределению энергии в спектре рентгеновского излучения солнечной вспышки.

Рис. 3, библ. 11.

УДК 550.388.2

ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН НЕОДНОРОДНОСТЯМИ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ Е

Е.А.Бенедиктов, Л.В.Гришкевич, В.А.Иванов, Ю.А.Игнатьев. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр. 100-106.

Рассмотрены результаты наблюдений обратного рассеяния радиоволн от слоя E_s, полученные с помощью антенн, имеющих разные диаграммы направленности. Сопоставление расчетных зависимостей формы амплитуды обратно рассеянного сигнала для изотропного рассеяния с экспериментальными данными позволили заключить, что метод обратного рассеяния и частичного отражения радиоволн в принципе позволяет получить оригинальные сведения о различного типа неоднородностях слоя E_s.

Рис. 3, библ. 6.

УДК 550.388.2

О НЕОДНОРОДНОСТЯХ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ОБЛАСТИ Е ИОНОСФЕРЫ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ВОЗМУЩЕНИЙ

Б.Н.Гершман, Г.И.Григорьев. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр. 106-113.

Приведены расчеты изменений плотности электронов N в областях Е и F ионосферы вызываемых внутренними гравитационными волнами. Более точные, чем проведенные авторами ранее, оценки изменений N подтверждают возможность объяснения основных свойств перемещающихся ионосферных возмущений на основе рассматриваемого механизма.

Библ. 12.

УДК 550.3

ВЕТРЫ В СТАЦИОНАРНОЙ АТМОСФЕРЕ

Э.И.Гинзбург. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр. 113-124.

Рассмотрена стационарная модель вращающейся атмосферы Земли с аксиально симметричным полем температуры, изотермические поверхности которого имеют форму сплюснутого сфероида с параметром сжатия f. Учтены нелинейные члены, силы Кориолиса, центробежные и магнитогидродинамические. Решение получено в аналитическом виде. Выводы: 1) в системе координат геоида (параметр сжатия m, $f = m$) с высот $h > 100$ км существенно отклонение высотного хода давления от барометрического, что вызывает зональные потоки, 2) при определенных условиях в термосфере величина зонального потока при учете магнитогидродинамических сил может превышать наблюдаемую скорость сверхвращения атмосферы, 3) при $f \neq m$ обнаружена резкая зависимость зонального потока от параметра $(f-m)/m$, 4) влиянием вязких сил на скорость зонального потока можно пренебречь.

Библ. 6.

УДК 551.51

О ВЛИЯНИИ НЕОДНОРОДНОСТИ СРЕДЫ И ВЕТРА НА ЗАТУХАНИЕ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Э.И.Гинзбург. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр. 124-138.

Линеаризованная система гидродинамических уравнений, учитывающая вязкость, теплопроводность, горизонтальный ветер, магнитоионное торможение, слабые градиенты термодинамических параметров невозмущенной атмосферы, изменчивость с высотой кинематических коэффициентов, анализируется в приближении геометрической оптики с целью определения влияния указанных факторов на процесс затухания внутренних волн в свободной атмосфере.

При выполнении условий, определяющих степень малости неоднородности невозмущенной атмосферы и кинематических коэффициентов, из дисперсионного уравнения для акустико-гравитационных колебаний получены выражения для коэффициента пространственного затухания внутренних волн.

Исходя из условий квантования, оцениваются декременты затухания собственных колебаний неоднородной атмосферы. Показано, что неоднородности атмосферы и кинематических коэффициентов существенно изменяют значения коэффициентов затухания внутренних волн и в ряде случаев приводят к неустойчивости этих волн.

Библ. 18.

УДК 551.557; 551.596

ДИНАМИЧЕСКИЙ РЕЖИМ НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

Э.С.Казимировский. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр. 138-153.

В данном обзоре анализируются возможности наземных измерений динамических процессов в нижней термосфере (50-100 км).

Обсуждаются основные особенности ветров, полученных с помощью ракет, метеорных исследований, некогерентного рассеяния и измерений ионосферных дрейфов. Отмечается, что современные представления о глобальном распределении динамических и структурных атмосферных параметров еще далеко не совершенны. Однако имеются достаточно эффективные методы измерений, и актуальной является задача организации совместной программы наблюдений в широком диапазоне высот.

Илл. 8, библ. 29.

УДК 525.624; 551.557; 551.596

РЕЗУЛЬТАТЫ СОПОСТАВЛЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ ДРЕЙФА В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ

Л.В.Жалковская. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр. 153-163.

Проводится сравнение результатов дрейфовых измерений, полученных методом Д1 в Кюлунгсборне, Колме и в Новосибирске. Сравниваются суточные вариации вектора дрейфа для зональной и меридиональной компоненты. Несмотря на большие расстояния между станциями, получено довольно хорошее согласие результатов, и можно заключить, что наблюдаемые дрейфы имеют систематический крупномасштабный характер.

Илл. 7, табл. 1, библ. 2.

УДК 550.388.2

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИОВОЛН МЕТОДОМ A_3

И.И.Нестерова. В сб.: "Вопросы исследования нижней ионосферы и геомагнетизма", вып.4, Новосибирск, 1975, стр. 163-168.

Изложены результаты измерения поглощения радиоволн с частотой 2,5 Мгц на среднеширотной трассе протяженностью 200 км с июля 1973 г. по июль 1974 г. Получено, что для суточного хода поглощения характерно (в 70% случаев) превышение послеполуденных значений поглощения над дополуденными при равных значениях зенитного угла Солнца. В сезонном ходе четко проявляется зимняя аномалия поглощения как для величины поглощения при $\cos\chi = 0{,}2$, так и для поглощения в полдень. Проведено сравнение с данными измерения поглощения на этой трассе в 1967-1968 гг. на частоте 3,5 Мгц и с результатами измерений методом A_3 для двух трасс в Европе.

Илл. 3, библ. 4.

Поправка

На стр. 75 - 79 во всех выражениях для волн 1,2 следует заменить сумму $\varkappa_1 + \varkappa_2$ на $2\varkappa_{2,1}$ соответственно.

Технический редактор *Л. А. Панина*

Подписано к печати 14.VII.1975г. МН 03097
Бумага 60x84/16. Печ.л.11,0. Уч.-изд. л. 10,4.
Тираж 300 Заказ 245. Цена 72 коп.

Институт геологии и геофизики СО АН СССР
Новосибирск, 90. Ротапринт.