

Нижегородский научно–исследовательский радиофизический
институт
Министерства общего и профессионального образования
РФ

П р е п р и н т N 433

**ОБРАЗОВАНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ
ПЕРИОДИЧЕСКИХ
НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНОСФЕРНОЙ
ПЛАЗМЫ И ДИАГНОСТИКА
F-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ**

Толмачева А. В.

Нижний Новгород, 1997

ОБРАЗОВАНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ И ДИАГНОСТИКА F -ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ.

// Препринт N 433. — Нижний Новгород: НИР-ФИ, 1997. — 63 с.

УДК 551.510.535

Искусственные периодические неоднородности (ИПН) ионосферной плазмы, создаваемые полем мощной стоячей волны, впервые наблюдались вблизи г. Горького более 20 лет назад. За прошедший период были проанализированы физические процессы их образования и релаксации на разных высотах ионосферы и установлена возможность использования этого явления для определения целого ряда параметров ионосферной плазмы и атмосферы. Были разработаны методы диагностики, основанные на приеме рассеянных сигналов от ИПН. К ним относятся метод определения электронной концентрации в ионосфере, измерение скоростей вертикальных движений в D и E -областях, определение температуры и плотности атмосферы выше турбопаузы и изучение параметров турбулентности в нижележащей области. Данный обзор описывает процессы образования и релаксации ИПН в F -области ионосферы и их использование для диагностики верхней атмосферы.

Искусственные периодические неоднородности ионосферной плазмы (ИПН), создаваемые полем мощной стоячей радиоволны, впервые наблюдались вблизи г. Горького более 20 лет назад [1]. За прошедший период были проанализированы физические процессы их образования и релаксации на различных высотах ионосферы, и установлена возможность использования ИПН для определения ряда параметров ионосферной плазмы и атмосферы. Были разработаны методы диагностики ионосферы и атмосферы с помощью ИПН, основанные на приеме рассеянных ИПН пробных импульсных сигналов. К ним относятся метод определения электронной концентрации в ионосфере [2,3], измерение скоростей вертикальных движений в D и E -областях ионосферы [4], определение температуры и плотности атмосферы выше турбопаузы [5] и изучение параметров турбулентности в нижележащей области [6]. Диагностика ионосферы и атмосферы на высотах области E подробно описана в обзоре [7]. В F -области ионосферы возможно определение электронной и ионной температуры и частоты соударений электронов с молекулами. Данная работа носит обзорный характер и описывает процессы образования и релаксации ИПН в F -области ионосферы и спо-

собы ее диагностики с помощью ИПН.

1. Формирование искусственных периодических неоднородностей на высотах области F .

В области F локальный нагрев электронной компоненты плазмы в поле стоячей радиоволны уменьшается с ростом длины свободного пробега электронов. В этих условиях образование ИПН происходит главным образом под действием пондеромоторной (называемой также стрикционной) силы [8 - 13]. Включение и выключение мощного радиоизлучения наземного передатчика возбуждает в F -области ионосферы ионно-звуковые колебания (волны) [8 - 10]. Их затухание определяет характерные времена процессов установления и релаксации ИПН на этих высотах. Длина ионно-звуковых волн Λ определяется периодом стоячей радиоволны, то есть $\Lambda = \lambda/2 = c/(2fn)$, где f и λ – частота и длина мощной радиоволны, а n – коэффициент преломления. Период и затухание ионно-звуковых волн зависит от ряда ионосферных параметров. Анализируя переходные процессы, мы получаем возможность определения ионосферных параметров.

1.1. Формирование ИПН в изотропной плазме.

Впервые процессы формирования и релаксации ИПН в условиях F -области ионосферы были рассмотрены в работах [8,10,11]. Задача решалась в квазигидродинамическом приближении. Известно (см., например, [14]), что основными критериями применимости этого приближения являются

$$\tau \gg 1/\Delta t, \quad L \gg l_{e,i}. \quad (1)$$

Здесь Δt — время между соударениями частиц плазмы, τ — характерное время изменения физических величин, L — характерный пространственный масштаб, $l_{e,i}$ — длины свободного пробега электронов и ионов. Характерными временами в данном случае являются времена развития и релаксации ИПН, и они для используемых частот ($f \sim 4 - 6$ МГц) составляют 30 – 150 мс в F -области и около 0.2 - 1.5 с в E -области. Характерный масштаб в данном случае — это пространственный период ИПН, то есть $L = \lambda$. Известно, что условия квазигидродинамического приближения (1) хорошо выполняются в E -области ионосферы, но выше ~ 120 км длина свободного пробега электронов становится сравнима с длиной нагревной волны. Вследствие уменьшения частот соударений ν с ростом высоты, вре-

мена $\Delta t \sim 1/\nu$ также возрастают и превышают характерные времена процессов формирования неоднородностей. Тем не менее, квазигидродинамические уравнения дают хорошее приближение для амплитуды ИПН, но при описании переходных процессов приводят к большим количественным погрешностям, поскольку не учитывают бесстолкновительное затухание волн. Поэтому для описания кратковременных переходных процессов в F -области необходимо использовать метод кинетического уравнения. Однако, и на высотах F -области для получения стационарных значений электронной концентрации в ИПН и качественного описания процессов их формирования и релаксации полезно воспользоваться достаточно простым квазигидродинамическим приближением. Отметим, что в области E вплоть до минимума концентрации в межслоевой $E - F$ впадине условия применимости квазигидродинамического приближения (1) выполняется, поэтому решения соответствующих уравнений дают хорошее количественное описание и для переходных процессов.

В F - и верхней части E -области ионосферы при образовании ИПН необходимо в качестве внешних сил учитывать стрикционную силу и гради-

енты давления электронов и ионов из-за локального нагрева [8,11]. Без учета магнитного поля Земли (изотропный случай) при вертикальном падении мощной высокочастотной волны для стрикционной силы F имеет место простое выражение:

$$F = -\frac{Ne^2}{4m_e\omega^2} \frac{\partial E^2}{\partial z}. \quad (2)$$

В работе [11] получено следующее уравнение для электронной концентрации N в ИПН, образующихся в поле плоской стоячей волны вида $E = E_0 e^{i\omega t} \cos 2kz$ (k – волновое число мощной волны):

$$\begin{aligned} (T_e + T_i) \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} - m_i \frac{\partial^2 N}{\partial t^2} - (\nu_{im} + \frac{m_e}{m_i} \nu_{em}) m_i \frac{\partial N}{\partial t} \\ = -\frac{e^2 N_0}{4m_e\omega^2} N \frac{\partial^2 (T_e + T_i)}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (3)$$

Заметим, что уравнение (3) выведено в приближении малых возмущений. Здесь $N \ll N_0$, N_0 – невозмущенная величина концентрации, T_e и T_i – электронная и ионная температуры, m_e и m_i – массы электронов и ионов, ν_{em} и ν_{im} – частоты соударений электронов и ионов с молекулами. В уравнениях здесь и ниже опущена величина постоянной Больцмана (величины T_e и T_i – в электронвольтах). Полученное в [11] решение уравне-

ния (3) выглядит следующим образом:

$$N(z, t) = A \exp\left(-\frac{\nu_{im}}{2} t\right) \left(\cos \Omega t + \frac{\nu_{im}}{2\Omega} \sin \Omega t\right) \cos 2kz \quad (4)$$

Амплитуда A искусственных периодических неоднородностей в этом случае равна

$$A = \left[1 + \frac{4}{3\delta'(1 + \nu_{em}^2/\omega^2)}\right] \cdot \frac{e^2 N_0 E^2}{4m_e \omega^2 (T_e + T_i)}, \quad (5)$$

Здесь

$$\delta' = \frac{4k^2 T_e}{m_e \nu_{em}} + \delta,$$

и δ – доля энергии, передаваемая электроном при одном соударении, а Ω равна:

$$\Omega = \sqrt{4k^2 \frac{T_e + T_i}{m_i} - \left(\frac{\nu_{im}}{2}\right)^2}. \quad (6)$$

Переходные процессы образования и релаксации ИПН происходят по-разному, в зависимости от соотношения между величинами $4k^2(T_e + T_i)/m_i$ и $(\nu_{im}/2)^2$. Когда выполняется условие

$$\frac{4k^2(T_e + T_i)}{m_i} > (\nu_{im}/2)^2, \quad (7)$$

которое иначе можно представить в виде $k^2 l_i^2 > 1$ или $(l_i^2 > (\Lambda/2\pi)^2)$, переходные процессы происходят в виде быстро затухающих колебаний с частотой Ω и временем затухания амплитуды волны в e

раз, равным $2/\nu_{im}$. Полученная величина Ω соответствует одной из собственных частот плазмы: частоте ионно-звуковых волн. Условие (7) выполняется при частоте воздействия $f \sim 6$ МГц выше примерно 130 км. Ниже этого уровня при образовании и релаксации ИПН имеет место аperiодический переходный процесс, характерное время которого τ определяется коэффициентом амбиполярной диффузии: $\tau = (4k^2 D_\alpha)^{-1}$ [11].

1.2. Формирование ИПН в магнитоактивной плазме в квазигидродинамическом приближении.

В разделе (1.1) мы не учитывали наличие магнитного поля Земли. Между тем, в F-области ионосферы плазма замагничена и направление геомагнитного поля существенно влияет на коэффициент преломления нагревной волны и на процесс формирования неоднородностей. Поэтому в работе [12] была рассмотрена более сложная задача о формировании ИПН в магнитоактивной плазме. Выберем систему координат таким образом, чтобы ось z была направлена вдоль геомагнитного поля \vec{H}_0 , а волновой вектор \vec{k} лежал в плоскости xz , образуя угол θ с направлением магнитного поля. Будем также полагать, что в поле плоской

стоячей волны с частотой ω

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t} \cos 2(k_x x + k_z z) \quad (8)$$

возникают изменения температуры и концентрации электронов как под влиянием нагрева плазмы электрическим полем, так и под действием стрикционной силы. Стрикционная сила при наличии магнитного поля и отсутствии поглощения равна [15]:

$$\vec{F} = \frac{1}{16} \nabla \left(E_i^* E_k \frac{\partial \epsilon_{ik}}{\partial N} N \right) - \frac{E_i^* E_k}{16\pi} \nabla \epsilon_{ik}, \quad (9)$$

где ϵ_{ik} – компоненты тензора диэлектрической проницаемости. При $\nu_e \ll \omega^2 - \omega_{He}^2$, ω_0^2 (ω_0 – плазменная частота, ω_{He} – гирочастота электронов)

$$\vec{F} = -\frac{e^2 N}{4m\omega^2} \nabla E_y^2 p_F^2 = -\frac{e^2 N}{4m\omega^2} \nabla E_x^2 \frac{p_F^2}{a_x^2}. \quad (10)$$

Фактор поляризации p_F^2 равен

$$p_F^2 = \frac{1}{1-u} [1 + a_x^2 + a_z^2 - u \sin^2 \theta (a_x + a_z \cot \theta)^2 - 2\sqrt{u} (a_x + a_z \tan \theta) \cos \theta], \quad (11)$$

где $u = (\omega_{He}/\omega)^2$, $v = (\omega_0/\omega)^2$,

$$a_x = \frac{2\sqrt{u}(1-v)\cos\theta}{u\sin^2\theta \mp \sqrt{u^2\sin^4\theta + 4u(1-v)^2\cos^2\theta}}, \quad (12)$$

$$a_z = -\frac{(1 - a_x\sqrt{u}\cos\theta)v\sqrt{u}\sin\theta}{1 - u - v + uv\cos^2\theta}. \quad (13)$$

Знаки перед корнем соответствуют обыкновенной и необыкновенной волнам. Заметим, что при $\theta = 0$, $a_x = \mp 1$, $a_z = 0$ и

$$\vec{F} = -\frac{e^2 N}{2m_e \omega(\omega \pm \omega_{He})} \nabla E_y^2 = -\frac{e^2 N}{2m_e \omega(\omega \pm \omega_{He})} \nabla E^2.$$

При $\theta = \pi/2$ для обыкновенной волны имеет место известное выражение

$$\vec{F} = -\frac{e^2 N}{4m_e \omega^2} \nabla E^2,$$

причем $\vec{E} \parallel \vec{H}_0$. Для необыкновенной волны $\vec{E} \perp \vec{H}_0$ и

$$\vec{F} = -\frac{e^2 N}{4m_e \omega^2} \nabla E_y^2 \frac{(1-v)^2 - u(1-2v)}{(1-u-v)^2}.$$

Чтобы найти возмущения температуры и концентрации электронов использовались квазигидродинамические уравнения для электронов и ионов (см., например, [16]). Предполагалось, что ионы мало нагреваются в поле волны и $T_i = T_m = T$. Плазма считалась квазинейтральной: $N_e = N_i \equiv N$. Влияние электронно-ионных соударений в уравнениях движения считалось несущественным (для случая $\theta = 0$ ν_{ei} не влияет на изменения N). Задача решалась в приближении малых возмущений: $T_e \ll T_{e0}$ и $N \ll N_0$. Учитывая перечи-

сленные предположения, можно получить уравнения для температуры и концентрации электронов в ИПН. Уравнение теплопроводности выглядит следующим образом:

$$\partial T_e / \partial t = \frac{1}{N_0} (\hat{\kappa}_e \nabla T_e) + (2/3) Q' - \delta \nu_e \Delta T_e. \quad (14)$$

Здесь введены следующие обозначения: $\hat{\kappa}_e$ – компоненты тензора теплопроводности электронов, Q' – поглощение энергии при соударениях (джоулево тепло),

$$Q' = \frac{\hat{\sigma}_{ik}}{2N_0} E_i E_k^*,$$

$\hat{\sigma}_{ik}$ – компоненты тензора электронной проводимости на частоте ω . Выражение для Q' удобнее представить в более развернутом виде:

$$Q' = \frac{e^2 \nu_e}{2m\omega^2} p_Q^2 E_y^2 = \frac{e^2 \nu_e}{2m\omega^2} \cdot \frac{p_Q^2}{a_x^2} E_x^2, \quad (15)$$

где

$$p_Q^2 = \frac{1}{(1-u)^2} [(1+u)(1+a_x^2+a_z^2) + u(u-3)(a_x - a_z \cot \theta)^2 \sin^2 \theta - 4\sqrt{u \cos \theta (a_x + a_z \tan \theta)}]. \quad (16)$$

Решение уравнения теплопроводности выглядит следующим образом:

$$T_e = T_{e0} \frac{\delta}{2\delta'} \cdot \frac{E_{y0}^2}{E_p^2} p_Q^2 [1 - \exp(-\delta' \nu_e t)] \cos 2(k_x x + k_z z), \quad (17)$$

где $E_p = \sqrt{3m\omega^2 \delta T / e^2}$ – плазменное поле,

$$\delta' = \delta + (4\pi l_e / \lambda)^2 \left(\frac{\nu_e^2}{\omega_{He}^2 + \nu_e^2} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta \right). \quad (18)$$

В отсутствие магнитного поля выражения (17) и (18) совпадают с полученными в [11]. Для продольного случая $\theta = 0$ выражение (18) имеет вид:

$$T_e = T_{e0} \frac{\delta}{\delta'} \cdot \frac{E_0^2}{E_p^2} \frac{1}{(1 \pm \sqrt{u})^2} [1 - \exp(-\delta' \nu_e t)] \cos 2kz; \quad (19)$$

при $\theta = \pi/2$ для обыкновенной волны

$$T_e = T_{e0} \frac{\delta}{2\delta'} \cdot \frac{E_0^2}{E_p^2} [1 - \exp(-\delta' \nu_e t)] \cos 2kx; \quad (20)$$

а для необыкновенной волны

$$T_e = T_{e0} \frac{\delta}{2\delta'} \cdot \frac{E_{y0}^2}{E_p^2} \frac{(1 - v)^2 + u}{(1 - u - v)^2} [1 - \exp(-\delta' \nu_e t)] \cos 2kx. \quad (21)$$

Используя уравнения движения и непрерывности, получим следующее уравнение для N :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 N}{\partial t^2} + \nu_{im} \frac{\partial N}{\partial t} - \left(D_{i\parallel} \frac{\partial^2 N}{\partial t^2} + D_{i\perp} \frac{\partial^2 N}{\partial t^2} \right) \nu_{im} = \\ = \frac{\nu_{im}^2}{m_i(\omega_{Hi}^2 + \nu_{im}^2)} \left(N_0 \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} - \frac{\partial F_x}{\partial x} \right) + \\ + \frac{1}{m_i} \left(N_0 \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} - \frac{\partial F_z}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$D_{i\parallel} = \frac{T_e + T_i}{m_i \nu_{im}}, \quad \text{и} \quad D_{i\perp} = \frac{(T_e + T_i) \nu_{im}}{m_i(\omega_{Hi}^2 + \nu_{im}^2)}$$

– коэффициенты продольной и поперечной диффузии. При этом предполагалось, что внутреннее поле потенциально, $\vec{E}_G = -\nabla\varphi$, и выполняется известное условие [14]:

$$\frac{\nu_{em}^2}{\omega_{He}^2} + \left(1 + \frac{\omega_{Hi}^2}{\nu_{im}^2} \right) \cos^2 \theta \gg \frac{m_e \nu_{em}}{m_i \nu_{im}}, \quad (23)$$

при котором векторы $\nabla\varphi$ и ∇N можно считать параллельными. Учитывалось, что $m_e/m_i \ll 1$. Заметим, что в ионосферных условиях соотношение (23) выполняется почти при всех значениях угла θ , кроме очень узкой области углов вблизи

$\theta = \pi/2$ ($|\pi/2 - \theta| \leq 1^\circ$). Для $\theta = \pi/2$ было получено следующее уравнение:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - D_{e\perp} \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = \frac{D_{e\perp}}{T_{e0} + T_i} \left(N_0 \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} - \frac{\partial F}{\partial x} \right), \quad (24)$$

$$D_{e\perp} = \frac{T_{e0} + T_i}{m_i \nu_{im} + m_e \omega_H^2 / \nu_{em}},$$

в котором опущен член с $\partial^2 N / \partial t^2$. Этот член мал, по сравнению с остальными. Считалось также, что $\nu_{im} \gg \nu_{em} m_e / m_i$.

Решение для величины электронной концентрации в ИПН ищем в виде:

$$N(x, z, t) = N(t) \cos 2(k_x x + k_z z). \quad (25)$$

В результате получим следующую зависимость возмущения концентрации от времени при включении мощного воздействия:

$$N(t) = -\frac{a}{d^2} + \exp\left(-\frac{\nu_{im}}{2}t\right) [C_1 e^{\Omega t} + C_2 e^{-\Omega t}] + \frac{b \exp(-\delta' \nu_e t)}{d^2 + (\delta' \nu_e)^2 + \delta' \nu_{im} \nu_e}. \quad (26)$$

Здесь введены обозначения:

$$a = \frac{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2 \cos^2 \theta}{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2} 2k^2 N_0 \frac{\delta T_{e0}}{m_i} \left(\frac{p_Q^2}{\delta'} + \frac{3}{2} p_F^2 \right) \frac{E_{y0}}{E_p^2},$$

$$\begin{aligned}
b &= \frac{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2 \cos^2 \theta}{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2} 2k^2 N_0 \frac{T_{e0}}{m_i} \frac{\delta}{\delta'} p_Q^2 \frac{E_{y0}}{E_p^2}, \\
d^2 &= 4k^2 \nu_{im} (D_{i\parallel} \cos^2 \theta + D_{i\perp} \sin^2 \theta) = \\
&= 4k^2 \frac{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2 \cos^2 \theta}{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2} \cdot \frac{T_{0e} + T_i}{m_i}, \\
\Omega^2 &= \frac{\nu_{im}^2}{4} - d^2, \\
C_1 &= \frac{a}{d^2} \frac{\nu_{im} + 2\Omega}{4\Omega} - \frac{b}{\Omega(\nu_{im} - 2\delta'\nu_e - 2\Omega)}, \\
C_2 &= C_1(-\Omega). \tag{27}
\end{aligned}$$

Значения C_1 и C_2 определялись из начальных условий $N(0) = 0$ и $(\partial N/\partial t)_{t=0} = 0$. Заметим, что при описании процесса релаксации ИПН после выключения мощного воздействия первое из начальных условий выглядит иначе: $N(0) = N_\infty$, где N_∞ – стационарное значение концентрации. Стационарное значение получим при $t \rightarrow \infty$

$$N_\infty = (a/d^2) \tag{28}$$

Аналогичным образом находится решение уравнения (24) для поперечного случая:

$$\begin{aligned}
N(x, t) &= \left\{ -\frac{a_\perp}{4k^2 D_{e\perp}} [1 - \exp(-4k^2 D_{e\perp} t)] + \right. \tag{29} \\
&+ \left. \frac{b_\perp}{4k^2 D_{e\perp} - \delta'\nu_e} [e^{-\delta'\nu_e t} - \exp(-4k^2 D_{e\perp} t)] \right\} \cos 2kx.
\end{aligned}$$

При воздействии обыкновенной волны:

$$\begin{aligned}
 a_{\perp} &= \frac{T_{0e}N_0}{m_i\nu_{im} + m_e\omega_{He}^2/\nu_{em}} 2k^2\delta \left(\frac{1}{\delta'} + \frac{3}{2} \right) \frac{E_0^2}{E_p^2}, \\
 b_{\perp} &= \frac{T_{0e}N_0}{m_i\nu_{im} + m_e\omega_{He}^2/\nu_{em}} 2k^2\frac{\delta}{\delta'} \frac{E_0^2}{E_p^2}. \quad (30)
 \end{aligned}$$

При воздействии необыкновенной волны:

$$\begin{aligned}
 a_{\perp} &= \frac{T_{0e}N_0}{m_i\nu_{im} + m_e\omega_{He}^2/\nu_{em}} 2k^2\delta \left\{ \frac{1(1-v)^2 + u}{\delta'(1-u-v)^2} + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{3(1-v)^2 + u(1-2v)}{2(1-u-v)^2} \right\} \frac{E_0^2}{E_p^2}, \\
 b_{\perp} &= \frac{T_{0e}N_0}{m_i\nu_{im} + m_e\omega_{He}^2/\nu_{em}} 2k^2\frac{\delta}{\delta'} \frac{(1-v)^2 + u}{(1-u-v)^2} \frac{E_0^2}{E_p^2}, \quad (31)
 \end{aligned}$$

Не останавливаясь подробно на вопросе о релаксации неоднородностей при выключении внешнего поля, выпишем соответствующие решения для переходных процессов при $\theta = 0$

$$\begin{aligned}
 N(x, z, t) &= \left\{ \frac{b \exp(-\delta'\nu_e t)}{d^2 + (\delta'\nu_e)^2 - \delta'\nu_e\nu_{im}} + \right. \quad (32) \\
 &\quad \left. + (C_1 e^{\Omega t} + C_2 e^{-\Omega t}) \exp\left(-\frac{\nu_{im}}{2} t\right) \right\} \cos 2(k_x x + k_z z)
 \end{aligned}$$

и при $\theta = \pi/2$:

$$N(x, t) = \left\{ -\frac{a_{\perp}}{k^2 D_{e\perp}} \exp(-k^2 D_{e\perp} t) + \right. \quad (33)$$

$$+ \frac{b_{\perp}}{k^2 D_{e\perp} - \delta' \nu_e} \times [e^{-\delta' \nu_e t} - \exp(-k^2 D_{e\perp} t)] \} \cos 2kx.$$

Стационарное значение амплитуды возмущения (максимальной относительной концентрации) определяется из (28) следующим образом (по модулю):

$$A = \frac{N_{\infty}}{N_0} = \frac{1}{2} \frac{T_{0e}}{T_{0e} + T_i} \delta \left(\frac{1}{\delta'} p_Q^2 + \frac{3}{2} p_F^2 \right) \frac{E_{y0}^2}{E_p^2}. \quad (34)$$

При $\theta = 0$

$$A = \frac{T_{0e}}{T_{0e} + T_i} \frac{\delta}{1 \pm \sqrt{u}} \left(\frac{1}{\delta'(1 \pm \sqrt{u})} + \frac{3}{4} \right) \frac{E_0^2}{E_p^2}. \quad (35)$$

Оценки показывают, что $\delta' = [\pi(l_e/\lambda) \cos \theta]^2$ в диапазоне углов, в котором справедливо уравнение (22). При больших значениях параметра $1/\delta'$ величина N_{∞}/N_0 определяется локальным нагревом и равна

$$A = \frac{T_{0e}}{2(T_{0e} + T_i)} \frac{\delta}{\delta'} \frac{E_{y0}^2}{E_p^2} p_Q^2. \quad (36)$$

Последнее соотношение справедливо в E -области ионосферы. Например при рабочей частоте $f \sim 6$ МГц и $\theta = 0$ "нагревные" эффекты преобладают до высоты ~ 125 км; при $\theta \neq 0$ уровень h_0 возрастает с ростом угла θ (например, для $\theta = \pi/3$

$h_0 \sim 135$ км). Выше уровня h_0 более существенны эффекты, вызванные стрикционным расслоением и

$$A = \frac{3}{4} \frac{T_{0e}}{T_{0e} + T_i} \frac{E_{y0}^2}{E_p^2} \delta p_F^2. \quad (37)$$

Характер переходных процессов, как это видно из (26), (27) зависит от соотношения параметров ν_{im} и d . При $\nu_{im} < 2d$ решение уравнения (26) описывает колебательный переходный процесс с частотой Ω

$$\Omega = \sqrt{4k^2\nu_{im}(D_{i\parallel} \cos^2 \theta + D_{i\perp} \sin^2 \theta) - \nu_{im}^2/4}. \quad (38)$$

При $\nu_{im} \geq 2d$ имеет место, напротив, аperiодический переходный процесс. Критическая высота, на которой $\nu_{im} = 2d$, зависит, кроме ионосферных параметров, от направления распространения волны: например, при $\theta = 0$ $h_{kp} \sim 130$ км, при $\theta = \pi/3$ $h_{kp} \sim 136$ км при $\theta = 85^\circ$ $h_{kp} \sim 160$ км. Таким образом на высотах $h > h_{kp}$ возрастание амплитуды неоднородностей происходит следующим образом:

$$N(t) = -N_\infty \left[1 - \left(\cos \Omega t + \frac{\nu_{im}}{2\Omega} \sin \Omega t \right) e^{-\frac{\nu_{im}}{2} t} \right] + \frac{b}{\delta'^2 \nu_e} \left[e^{-\delta' \nu_e t} - \left(\cos \Omega t - \frac{\delta' \nu_e}{\Omega} \sin \Omega t \right) e^{-\frac{\nu_{im}}{2} t} \right]. \quad (39)$$

Второе слагаемое в выражении (39) существенно меньше первого, поэтому им можно пренебречь. При $\theta = 0$ и $H_0 = 0$ мы получим выражение для $N(t)$, соответствующее результату, представленному в разделе (1.1) и работе [11]. Для F -слоя ионосферы справедливо соотношение $d^2 \gg \nu_{im}^2$ и

$$\Omega \simeq 2kC_s \cos \theta, \quad (40)$$

где $C_s = \sqrt{(T_{0e} + T_i)/m_i}$ – скорость ионного звука для продольного распространения. В этом случае учет магнитного поля довольно прост и сводится, как видно из (40) к поправке частоты колебаний на фактор $\cos \theta$. В E -слое на высотах 100 - 120 км, где справедливо обратное соотношение $d^2 \ll \nu_{im}^2$, можно получить

$$N(t) = -N_\infty \left[1 - \exp \left(-\frac{d^2}{\nu_{im}} t \right) \right], \quad (41)$$

если пренебречь малыми членами. Характерное время установления здесь равно

$$\tau = \frac{1}{4k^2 D_{i\parallel}} \frac{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2}{\nu_{im}^2 + \omega_{Hi}^2 \cos^2 \theta}. \quad (42)$$

Пока величина $\nu_{im} \geq \omega_{Hi}$, влияние \vec{H}_0 на величину τ невелико; при уменьшении частоты соударений

($h \geq 110$ км) величина τ должна возрастать с ростом угла θ .

Рассмотрим случай образования неоднородностей поперек магнитного поля. Из (17) следует, что при $\theta = \pi/2$, $\delta' = \delta$, поскольку $\nu_{em} \ll \omega_{He}$. Из (30) следует, что $N_\infty = a_\perp/k^2 D_{e\perp}$. Отсюда получим максимальную величину относительной электронной концентрации в неоднородностях, возникающих при воздействии обыкновенной волны

$$A = \frac{1}{2} \frac{T_{0e}}{T_{0e} + T_i} \left(1 + \frac{3}{2} \delta \right) \frac{E_0^2}{E_p^2}, \quad (43)$$

и при воздействии необыкновенной волны

$$A = \frac{1}{2} \frac{T_{0e}}{T_{0e} + T_i} \left[\frac{(1-v)^2 + u}{(1-v-u)^2} + \frac{3}{2} \delta \frac{(1-v)^2 + (1-2v)u}{(1-v-u)^2} \right] \frac{E_{y0}^2}{E_p^2}. \quad (44)$$

В силу малости δ ($\delta \leq 10^{-3}$) преобладают тепловые эффекты, причем величина N_∞/N_0 превышает соответствующие величины для продольного случая в E -слое. На этот факт указывалось ранее в работе [17]. Времена установления $\tau_\perp \sim (4k^2 D_{e\perp})^{-1}$ должны быть большими, чем в предыдущем случае и достигать нескольких минут.

Из выражений (35) и (44) видно, что в случае воздействия необыкновенной волны при некоторых рабочих частотах должны наблюдаться резонансные возрастания относительной концентрации. Так, при $\theta = 0$ увеличение N_∞/N_0 должно иметь место при приближении ω к ω_H а при $\theta = \pi/2$ вблизи верхней гибридной частоты $\sqrt{(\omega_0^2 + \omega_H^2)}$. Следует отметить, однако, что расчеты были проведены вне области резонансов, то есть без учета пространственной дисперсии и диссипативных процессов. Однако приближение рабочей частоты к резонансным частотам ω_r до тех пор, пока $|\omega^2 - \omega_r^2| \gg \nu_e^2$ должно приводить к росту электронной плотности в неоднородностях.

Резюмируя вышеизложенное, отметим, что учет магнитного поля при анализе вопроса о формировании ИПН под действием внешнего поля стоячей волны приводит к следующим особенностям по сравнению с изотропным случаем.

- Амплитуды возмущения электронной концентрации в ИПН существенно отличаются при воздействии мощных полей с разной поляризацией. При воздействии необыкновенной волны приближение рабочей частоты к резонансным частотам плазмы приводит к возрастанию амплитуды.

- Амплитуда ИПН изменяется с углом θ . С ростом угла θ вклад локального нагрева увеличивается по сравнению с изотропным случаем (вкладом стрикционной силы). Высоты $h_{кр}$, на которой меняется характер переходных процессов, и h_0 , где сравниваются стрикционные и нагревные эффекты, возрастают с ростом угла θ .
- При переходе к поперечному распространению преобладает влияние локального нагрева, вызывающего образование ИПН, на всех высотах. Величины относительной электронной концентрации в этом случае превышают соответствующие значения для ИПН, образующихся в E -слое при продольном воздействии мощной радиоволной.
- Времена установления в неоднородностях при включении и выключении внешнего поля зависят от угла θ между вектором \vec{k} возмущающей волны и направлением геомагнитного поля. В F -области ионосферы, где при формировании ИПН преобладают стрикционные эффекты, эти времена определяются быстрозатухающим ионным звуком, частота и скорость затухания которого уменьшаются

с ростом угла θ . В E -области влияние магнитного поля на величину τ незначительно, пока $\nu_{im} \geq \Omega_H$. При уменьшении ν_{im} времена установления возрастают с ростом θ .

1.3. Модифицированное дисперсионное уравнение для ионно-звуковых волн в магнитоактивной столкновительной плазме.

Как показано выше, образование и релаксация ИПН в F -области ионосферы связаны с возбуждением быстрозатухающего ионного звука. Затухание ионного звука может происходить из-за передачи энергии волн молекулам при соударениях с заряженными частицами (характерные времена затухания $\tau_c \leq 0.2$ с) и при поглощении энергии волны заряженными частицами (бесстолкновительное затухание с $\tau_\gamma \sim 20$ мс). Заметим, что радиационное затухание, то есть уход волн из исследуемой области, на релаксацию ИПН не влияет, так как его характерное время, составляющее несколько секунд, много больше первых двух. Основной вклад в ослабление волн в F -области ионосферы, как и указывалось в [8], должно давать бесстолкновительное затухание, величина которого, в частности, зависит от соотношения электронной T_e и ионной T_i температур ионосфер-

ной плазмы.

Обычно ионно-звуковые волны рассматриваются в условиях лабораторной плазмы при $T_e \gg T_i$. В этом случае дисперсионное соотношение для низкочастотных волн имеет простой вид, бесстолкновительное затухание ионного звука мало, частота Ω и декремент затухания γ выражаются аналитически (см., например, [18]). В F -области ионосферы $T_e/T_i \leq 2.5$ и ионно-звуковая волна затухает в течение одного – двух периодов. Кроме того в нижней части F -области бесстолкновительное затухание сравнимо с затуханием в процессе соударений, и его также необходимо учитывать. Таким образом, дисперсионное уравнение для ионно-звуковых волн необходимо модифицировать для реальных ионосферных условий. Это было сделано в работах [19,20].

В качестве исходной системы мы воспользовались кинетическими уравнениями для электронов и ионов и уравнениями электродинамики для электрического поля. Процесс соударений описывался с помощью модельного интеграла Батнагара-Гросса-Крука [21,22].

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_\alpha \vec{H}] \right) \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}_\alpha} =$$

$$= - \nu_{\alpha m} \left(f_{\alpha} - \phi_{\alpha m} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\alpha} d\vec{v}_{\alpha} \right), \quad (45)$$

$$\phi_{\alpha} = \left(\frac{m_{\alpha}}{2\pi T_{\alpha}} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_{\alpha} v_{\alpha}^2}{2T_{\alpha}} \right), \quad (46)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi \sum_{\alpha=e,i} e_{\alpha} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\alpha} d\vec{v}_{\alpha}. \quad (47)$$

Здесь f_{α} , T_{α} и m_{α} – функции распределения, температуры и массы электронов и ионов; $\nu_{\alpha m}$ – частоты соударений электронов и ионов с молекулами.

Будем считать возмущения слабыми, полагая, что $f_{\alpha} = f_{\alpha 0} + f_{\alpha 1}$ и $|f_{\alpha 1}| \ll |f_{\alpha 0}|$, где $f_{\alpha 0}$ – невозмущенная функция распределения. После линеаризации и в цилиндрической системе координат (ось z направлена вдоль поля \vec{H}_0 , ϕ – азимутальный угол в плоскости xz и θ – угол между \vec{H}_0 и вектором \vec{k}), уравнения (45) и (47) принимают вид:

$$-i(\Omega - \vec{k}\vec{v}_{\alpha} + i\nu_{\alpha m})f_{\alpha 1} + p_{\alpha} - \omega_{H\alpha} \frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial \phi} = 0,$$

$$p_{\alpha} = -\frac{e}{m} \vec{E} \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \vec{v}_{\alpha}} - \nu_{\alpha m} \phi_{\alpha m} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\alpha 1} d\vec{v}_{\alpha}. \quad (48)$$

Здесь Ω – частота возмущения, которое считалось пропорциональным $\exp[-i(\Omega t - \vec{k}\vec{r})]$, $\omega_{H\alpha}$ – гирочастоты электронов и ионов (ω_{He} берется с

положительным знаком, ω_{Hi} – с отрицательным), $v_{T\alpha} = \sqrt{2T_\alpha/m_\alpha}$ – тепловые скорости.

Решая совместно уравнения (48) и уравнения Максвелла, можно найти $f_{\alpha 1}$ и соответствующий тензор диэлектрической проницаемости ϵ_{ik} . Мы ищем продольные волны. Однако, выделение ветви продольных волн $\theta \neq 0$ не является строгим. Для плоских волн требование продольности волн и их потенциальности совпадают. Вклад вихревых волн мал по сравнению с потенциальными, если выполняются следующие условия [22]:

$$v_\phi^2 \ll c^2 \quad v_\phi^2 |\epsilon_{ik}| \ll c^2, \quad (49)$$

где v_ϕ – фазовая скорость. Первое из этих условий означает, что рассматриваются медленные волны. Эти условия для для ионно-звуковых волн они приводят к критерию вида:

$$\frac{\omega_{0e}^2}{k^2 c^2} \ll \frac{\omega_{He} \omega_{Hi}}{k^2 c_s^2 \sin^2 \theta}, \quad (50)$$

означающему, что плотность энергии низкочастотной волны существенно меньше энергии геомагнитного поля.

Интегрируя уравнение (48), получим выражение для $f_{\alpha 1}$, аналогичное [12]:

$$f_{\alpha 1} = \exp[-i(a_\alpha \Phi - b_\alpha \sin \Phi)] \left(\frac{e_\alpha}{m_\alpha \Omega} \int_0^\Phi \vec{E} \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \vec{v}_\alpha} e^{-\Psi(\Phi)} d\Phi \right)$$

$$- \frac{\nu_{\alpha m} A_{\alpha}}{\omega_{H\alpha}} \int_0^{\Phi} \Phi e^{-\Psi(\Phi)} d\Phi + C), \quad (51)$$

$$a_{\alpha} = \frac{\Omega - k_z v_{z\alpha} - i\nu_{\alpha m}}{\omega_{H\alpha}}, \quad b_{\alpha} = \frac{k_x v_{\rho}}{\omega_{H\alpha}},$$

$$A_{\alpha} = \int_{-\infty}^{\infty} f_{\alpha 1} d\vec{v}_{\alpha}, \quad \Psi_{\alpha}(\Phi) = -i(a_{\alpha}\Phi - b_{\alpha} \sin \theta).$$

Постоянная C находится из условия $f_{\alpha}(\Phi) = f_{\alpha}(\Phi + 2\pi)$.

Дисперсионное уравнение имеет наиболее простой вид в системе координат, в которой ось z' направлена вдоль вектора \vec{k} (k -система координат). В этом случае дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\epsilon_{z'z'} = 0. \quad (52)$$

Подставляя (51) в уравнение (47) и перейдя затем в k -систему координат, после ряда преобразований получим дисперсионное уравнение $\epsilon_{z'z'} = 0$:

$$1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{\alpha=e,i} \frac{1}{k^2 d_{\alpha}^2} L_{\alpha}^{-1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(G_{1n} - \frac{n\omega_{H\alpha}}{kv_{T\alpha} \cos \theta} G_{0n} \right) \times \\ \times \exp \left(-\frac{1}{2} k^2 r_{H\alpha}^2 \sin^2 \theta \right) I_n \left(\frac{1}{2} k^2 r_{H\alpha}^2 \sin^2 \theta \right) = 0, \quad (53)$$

$$L_{\alpha} = 1 - i \frac{\nu_{\alpha m}}{kv_{T\alpha} \cos \theta} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_n I_n G_{0n},$$

$$G_{kn} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{t^k e^{-t^2} dt}{z_n - t}, \quad z_n = \frac{\Omega + i\nu_{\alpha m} + n\omega_{H\alpha}}{kv_{T\alpha} \cos \theta}.$$

В уравнении (53) d_α – радиусы Дебая, $r_{H\alpha}$ – гирорадиусы.

В ионосфере $d_\alpha \leq 1$ см, $r_{Hi} \sim 0.5$ м; при $\lambda \sim 50$ – 100 м можно считать $\lambda \gg d_\alpha, r_{H\alpha}$. Предположим также, что выполняются условия

$$v_\phi = \frac{\Omega}{k} < v_{Te} \cos \theta \quad \text{и} \quad \nu_{em} \ll kv_{Te} \cos \theta. \quad (54)$$

Первое из этих условий означает, что рассматриваются волны с фазовой скоростью, меньшей тепловой скорости электронов $v_{Te} \sim 10^7$ см/с. Второе условие позволяет пренебречь соударениями электронов с молекулами и выполняется выше ~ 150 – 160 км (при $\theta \leq \pi/3$). Учитывая также, что $m_e \ll m_i$, из (53) получим следующее дисперсионное уравнение для ионно-звуковых волн в условиях F -области ионосферы [19]:

$$2 \frac{T_e}{T_i} [1 + isZ(\zeta)] - Z'(\zeta) = 0. \quad (55)$$

Здесь $Z(\zeta)$ – функция дисперсии:

$$\begin{aligned} Z(\zeta) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{t - \zeta} dt, \quad \text{при } \text{Im}\zeta < 0, \\ Z(\zeta) &= Z^*(\zeta^*) + 2i\sqrt{\pi} \exp(-\zeta^2) \quad \text{при } \text{Im}\zeta \geq 0, \\ Z'(\zeta) &= -2(1 + \zeta Z(\zeta)), \end{aligned} \quad (56)$$

$Z'(\zeta)$ – производная функции дисперсии, $\zeta = x - iy = (\Omega' + i\nu_{im})/\omega_i$, $\Omega' = \Omega - i\Gamma$ – комплексная частота, Γ – декремент затухания волны, $\omega_i \equiv kv_{Ti} \cos \theta$, $s = \nu_{im}/\omega_i$. Заметим, что величина ω_i не является частотой в физическом смысле; это краткое обозначение параметра, учитывающего тепловое движение ионов со средней скоростью $v_{Ti} = (2\kappa T_i/m_i)^{1/2}$.

Когда выполняется условие $\nu_{im} \ll kv_{Ti} \cos \theta$, справедливо простое соотношение [19]:

$$2\frac{T_e}{T_i} - Z'(\zeta) = 0. \quad (57)$$

В более общем виде дисперсионное уравнение имеет вид [20]:

$$\begin{aligned} 2\frac{T_e}{T_i} \left[1 + k^2 d_e^2 + i(\zeta - is)\mu \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{1/2} \right] [1 + isZ(\zeta)] - \\ - Z'(\zeta) = 0, \end{aligned} \quad (58)$$

где $\mu = (\pi m_e/m_i)$. В данном случае $k^2 d_e^2 \ll 1$, и этим членом можно пренебречь.

Из дисперсионного уравнения видно, что частота Ω и декремент затухания Γ зависят от параметров ионосферной плазмы: температур электронов T_e и ионов T_i , частоты соударений электронов с молекулами и тепловой скорости ионов

ν_{Ti} . Приравнивая к нулю действительную и мнимую части в уравнении (58), можно определить параметры

$$x = \frac{\Omega}{k\nu_{Ti} \cos \theta} \quad \text{и} \quad y = \frac{\Gamma}{k\nu_{Ti} \cos \theta}, \quad (59)$$

характеризующие частоту и затухание ионно-звуковых волн в зависимости от отношения электронной и ионной температур и от величины $s = \nu_{im}/\omega_i$, пропорциональной частоте ионно-молекулярных соударений.

В результате решения модифицированного дисперсионного уравнения (58) мы получили возможность сопоставить определенные теоретически и экспериментально измеренные частоту и затухание ионно-звуковых волн в процессе образования и релаксации ИПН. На основе этого сопоставления можно определить отношение T_e/T_i и ν_{im} .

2. Диагностика F -области с помощью искусственных периодических неоднородностей.

В разделе (1) было показано, что при развитии и релаксации искусственных периодических неоднородностей в верхней части ионосферы (выше \sim

140 – 160 км) возбуждаются ионно-звуковые волны. Их характеристики зависят от физических условий в этой области и параметров ионосферной плазмы. Длина ионно-звуковых волн соответствует размерам периодической структуры $\Lambda = \lambda/2 = c/(2fn)$ и зависит не только от частоты возмущающей волны и ее поляризации, но также через коэффициент преломления от электронной концентрации на данной высоте и от величины геомагнитного поля. А частота Ω ионного звука и его декремент затухания Γ , как было показано выше, определяются такими параметрами среды, как соотношение электронной и ионной температур T_e/T_i , частота соударений электронов с молекулами ν_{im} и средний молекулярный вес ионов m_i .

2.1. Методика определения ионосферных параметров в F -области с помощью искусственных периодических неоднородностей.

Как видно из (59), решения модифицированного дисперсионного уравнения для ионно-звуковых волн дают значения Ω и Γ в виде безразмерных величин x и y . Были проведены численные расчеты этих величин. Они представлены в работе [20] для $0 \leq s \leq 1.5$; $1 \leq T_e/T_i \leq 5$ с ша-

гом $\Delta s = 0.02$ и $\Delta(T_e/T_i) = 0.2$ при значениях $\mu_1 = 9.283 \cdot 10^{-3}$ (массовое число ионов $M = 20$) и $\mu_2 = 1.038 \cdot 10^{-2}$ ($M = 16$). На рис.1 из работы [20] показаны результаты расчетов x , y и отношения Γ/Ω для $M = 20$ и $1 \leq T_e/T_i \leq 2$, а в таблице 1 — для $T_e/T_i = 3, 4$ и 5 . Из рис.1, в частности, видно, что частота ионного звука увеличивается, а затухание уменьшается с ростом отношения T_e/T_i при заданном значении параметра $s = \nu_{im}/(k\nu_{Ti} \cos \theta)$, характеризующего потери энергии волны при соударениях ионов с молекулами. В отсутствие соударений соответствующие величины были приведены в [8], а также в [23] для $1 \leq T_e/T_i \leq 10$. Последние хорошо согласуются с полученными здесь. Заметим, что значения x и y слабо зависят от малого параметра μ ($m_e \ll m_i$). Поэтому величины x и y , определенные для $M = 20$ и $M = 16$, отличаются несущественно: при $s \leq 1$ это различие составляет доли процента. Таким образом, в ионосфере, где M меняется не более, чем в два раза на высотном интервале от 150 до 300 км, можно пользоваться для расчетов более простым уравнением (59). Как оказалось, зависимость Γ/ω_i можно аппроксимировать прямыми линиями, следовательно,

$$\Gamma = \gamma + \alpha \nu_{im}, \quad (60)$$

T_e/T_i	s	x	y	$y + s$	Γ/Ω
3	0	1.855	0.297	0.297	0.160
	0.1	1.830	0.268	0.368	0.201
	0.2	1.802	0.238	0.438	0.243
	0.3	1.773	0.207	0.507	0.286
	0.4	1.742	0.177	0.577	0.332
	0.5	1.708	0.146	0.646	0.379
	0.6	1.672	0.115	0.715	0.428
	0.7	1.632	0.085	0.783	0.480
	0.8	1.590	0.053	0.853	0.537
	0.9	1.553	0.0205	0.920	0.593
	1.0	1.494	-0.0125	0.988	0.662
	1.1	1.445	-0.045	1.055	0.730
	1.2	1.388	-0.082	1.118	0.806
	1.3	1.328	-0.107	1.193	0.898
	1.4	1.263	-0.140	1.260	0.998
1.5	1.191	-0.168	1.333	1.119	
4	0	2.004	0.2222	0.2221	0.111
	0.1	1.984	0.1905	0.2905	0.146
	0.2	1.962	0.1583	0.3583	0.183
	0.3	1.939	0.1257	0.4257	0.219
	0.4	1.910	0.0953	0.4953	0.259
	0.5	1.883	0.0622	0.5622	0.298
	0.6	1.853	0.0298	0.6298	0.340
	0.7	1.821	-0.0040	0.696	0.382
	0.8	1.789	-0.0377	0.7623	0.426
	0.9	1.753	-0.0718	0.8282	0.472
	1.0	1.713	-0.1030	0.897	0.524
	1.1	1.674	-0.1437	0.9563	0.571
	1.2	1.629	-0.1704	1.0296	0.632
	1.3	1.582	-0.2042	1.0958	0.693
	1.4	1.532	-0.2381	1.1619	0.758
1.5	1.474	-0.2635	1.2365	0.839	

Таблица 1. Характеристики ионно-звуковых волн. $T_e/T_i = 3, 4, 5$. $M = 20$.

T_e/T_i	s	x	y	$y + s$	Γ/Ω
5	0	2.131	0.1697	0.1697	0.079
	0.1	2.115	0.1368	0.2368	0.112
	0.2	2.097	0.1035	0.3035	0.145
	0.3	2.075	0.0713	0.3713	0.179
	0.4	2.054	0.0376	0.4376	0.213
	0.5	2.029	0.0050	0.5050	0.249
	0.6	2.006	-0.0310	0.5690	0.284
	0.7	1.980	-0.0660	0.6340	0.320
	0.8	1.951	-0.1004	0.6996	0.358
	0.9	1.923	-0.1386	0.7614	0.396
	1.0	1.888	-0.1692	0.8308	0.440
	1.1	1.854	-0.2044	0.8956	0.483
	1.2	1.817	-0.2396	0.9604	0.528
	1.3	1.778	-0.2748	1.0252	0.577
	1.4	1.737	-0.3100	1.0900	0.627
1.5	1.701	-0.3392	1.1610	0.682	

где γ характеризует затухание Ландау в отсутствие соударений, γ и α зависят от T_e/T_i . На рис. 2 приведены зависимость коэффициента α от отношения T_e/T_i (кривая 1) и зависимость γ/ω_i от T_e/T_i (кривая 2). Из рис.2 видно, что значение α уменьшается от $\alpha = 0.81$ при $T_e/T_i = 1$ до $\alpha = 0.66$ при $T_e/T_i = 5$. При дальнейшем возрастании T_e/T_i значение α стремится к 0.5, а соотношение (60) становится аналогичным выражению

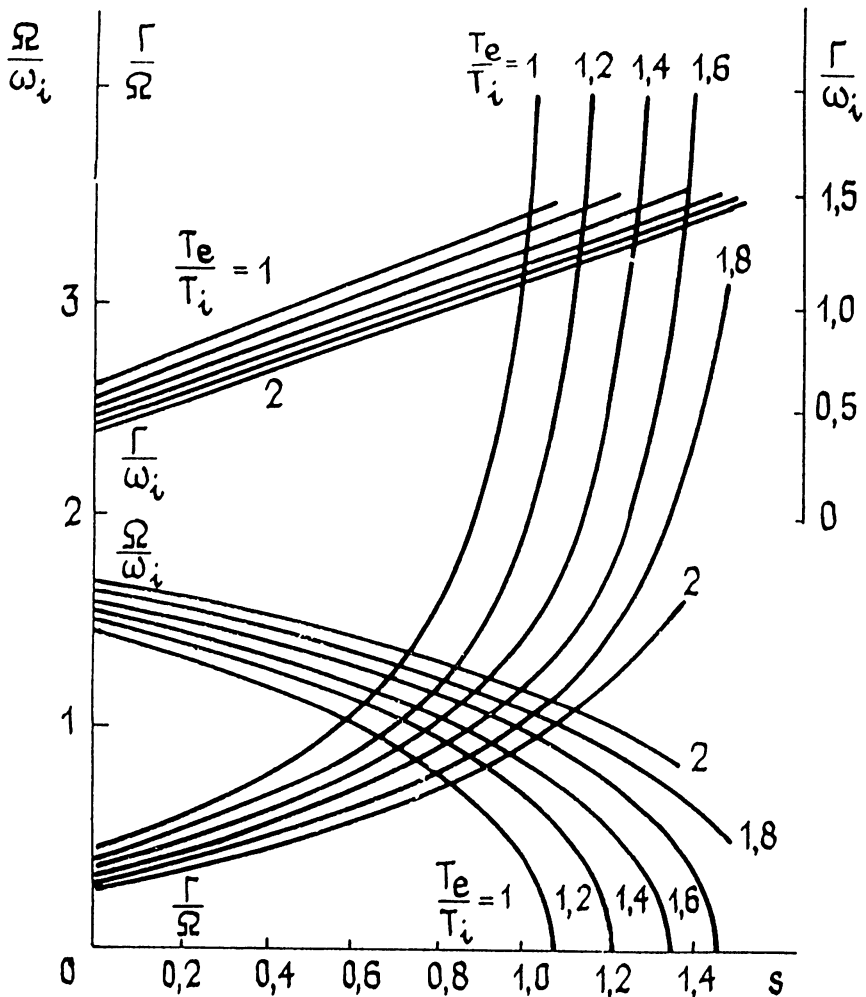


Рисунок 1. Результаты расчетов x , y и отношения Γ/Ω для $M = 20$ и $1 \leq T_e/T_i \leq 2$ [20].

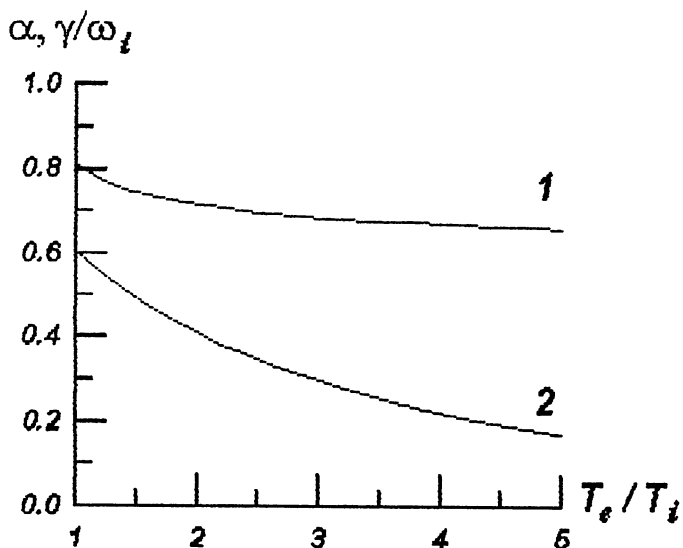


Рисунок 2. Зависимости коэффициентов α (кривая 1) и γ/ω_i (кривая 2) от отношения T_e/T_i .

для декремента затухания плазменных волн [16]:

$$\Gamma = \gamma + \nu_{\text{эфф}}/2. \quad (61)$$

Из рис.1 видно, что с ростом s частота ионного звука уменьшается, а декремент затухания возрастает. При больших ν_{im} ($\nu_{im} \sim \omega_i$) ионный звук существовать не может, поскольку $\Gamma \geq \Omega$. Как было показано, характеристики ионно-звуковых волн должны зависеть от нескольких параметров

ионосферной плазмы: T_e , T_i , M и ν_{im} . Экспериментальным путем мы можем определить две величины: период волны T (или частоту $\Omega = 2\pi/T$) и время затухания волны, обратно пропорциональное декременту затухания. Если мы зададим априорно величины T_i и массу ионов M , тогда, зная период и время затухания ионного звука, мы можем найти отношение T_e/T_i и частоту соударений ν_{im} [24]. Можно считать известными, напротив, T_e/T_i и M и тогда определить T_e и ν_{im} [20].

Если в физически однородном объеме возбудить ионно-звуковые волны с разными периодами, можно определить T_e , T_i и ν_{im} . Эта методика описана в работе [27].

2.2. Результаты определения ионосферных параметров в F -области ионосферы с помощью ИПН.

В данном разделе мы приведем некоторые примеры определения T_e , T_i и ν_{im} с помощью ИПН в Васильсурске в 1982 – 1986 г.г.

Первые результаты этих измерений были представлены в работах [8,20,24]. Впоследствии методика измерений была усовершенствована [21]. В 1983 и 1985 годах были проведены небольшие циклы измерений рассеянных от ИПН сигналов пробных волн [20, 24]. Воздействие на ионо-

сферу осуществлялось с помощью двух передатчиков стенда Сура, работавших синфазно на частоте $f_1 = 5.455$ МГц. Использовалось излучение необыкновенной поляризации, так как при ее воздействии не развивается искусственная ионосферная турбулентность, разрушающая ИПН. Эффективная мощность излучения составляла около 80 МВт. Передатчики включались периодически в режиме: 0.4 – 1 с — излучение, и затем пауза такой же продолжительности. Для диагностики ИПН использовался третий передатчик стенда Сура, излучавший на частотах $f_2 = 4.66 - 4.7$ МГц в импульсном режиме пробные волны с обыкновенной поляризацией. Длительность зондирующего импульса составляла 50 μ с, частота повторения 100 Гц.

Регистрация обратно рассеянных сигналов проводилась на многоканальный самописец одновременно с нескольких действующих высот. На одном из каналов самописца записывался период работы "нагревных" передатчиков.

Обратно рассеянные сигналы приходили с высот, на которых выполнялось условие пространственного синхронизма для длин волн возмущающего и пробного излучений

$$f_1 n_1 = f_2 n_2, \quad (62)$$

где n_1 и n_2 – коэффициенты преломления нагревной и пробной волн. Для приведенного соотношения частот это условие выполнялось при электронных концентрациях $N = (2.19 - 2.65) \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Частота и декремент затухания наблюдавшегося ионного звука составляли $F_s \simeq 4 - 10 \text{ Гц}$ и $\Gamma_s \simeq 0,15 - 0,30 \text{ с}$.

Обратно рассеянные ИПН сигналы регистрировались в периоды нагрева на действующих высотах $H \sim 290 - 330 \text{ км}$ вблизи уровня зеркального отражения от слоя $F1$ ионосферы. Их амплитуда была на $40 - 70 \text{ дБ}$ ниже уровня зеркального отражения.

На рис.3 показан пример записи амплитуд рассеянных сигналов для 21.07.1983 в 9.23 московского летнего времени. Из рисунка видно, что при включении и выключении возмущающего поля возникали быстро затухающие колебания амплитуды рассеянного сигнала, которые обусловлены ионно-звуковыми волнами. Период колебаний при $H = 300 \text{ км}$ составлял около 240 мс ($\Omega \simeq 26 \text{ Гц}$). Интересной особенностью регистрируемых сигналов является возрастание амплитуды рассеянного сигнала сразу после выключения мощного передатчика (см. рис.3). Это увеличение сигнала в среднем составляло $8 - 12\%$ и обусловлено эф-

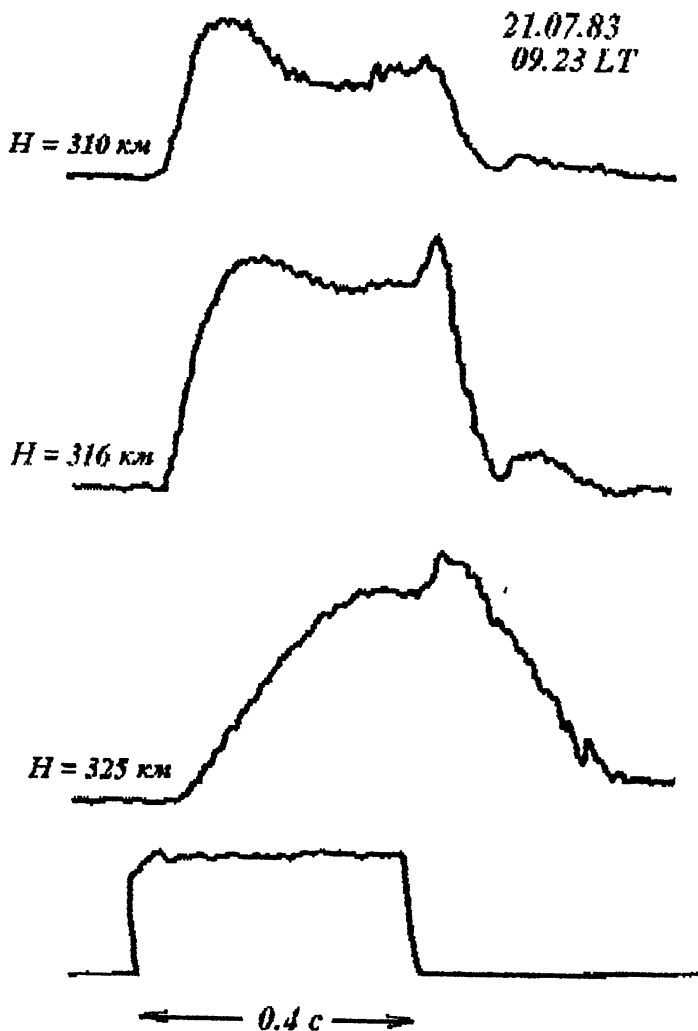


Рисунок 3. Пример записи амплитуд рассеянных сигналов для 21.07.1983 в 9.23 московского летнего времени.

ффе́ктом кросс-модуляции в нижней ионосфере.

Следует отметить, что определение истинной высоты z , с которой приходят рассеянные сигналы, является самостоятельной задачей, поскольку в F -области существенно групповое запаздывание. С этой целью по стандартной программе определялся $N(h)$ -профиль по соответствующим ионограммам, затем для полученного профиля определялся групповой путь $h_{gp}(z)$, который сопоставлялся с действующей высотой наблюдаемого сигнала.

По результатам этих измерений были определены величины T_e, T_i и ν_{im} . При этом предполагалось, что T_e/T_i и массы ионов известны заранее. В таблице 2 представлены полученные величины электронной и ионной температур и частоты соударений электронов с молекулами для летних периодов 1983 – 1985 гг. Показаны также принятые отношения T_e/T_i и модельное массовое число ионов M . В первых трех строках таблицы 2 даны значения T_e, T_i и ν_{im} , полученные для нескольких дней июля 1983 года в утренние часы. В следующих двух — даны эти же параметры для февраля 1985 года. В последней строчке таблицы приведены для сопоставления значения T_e и T_i , полученные в Миллстоун Хилл в феврале 1974 года

методом некогерентного рассеяния [25].

Таблица 2. Ионосферные параметры в F -области в 1983-1985 гг.

Дата	МВ	z км	M	T_e/T_i	T_i °К	T_e° °К	ν_{im} c^{-1}
20.07.83	08.15	210	20	1.7	740	1260	7.5
21.07.83	09.35	165	27	1.3	701	911	8
26.07.83	08.20	177	26	1.4	826	1156	7
21.02.85	11.40- 12.06	180-200	24	1.9	800	1513	12.5
21.02.85	14.06- 14.40	180-200	24	1.9	800	1526	8.4
14.02.74	день	215	—	1.9	823	1558	—

Показанные в таблице 2 величины согласуются также с другими экспериментальными данными [25,26]. Значения ν_{im} близки к модельным; лишь для 21.07.83 величина ν_{im} несколько занижена.

Ошибка в определении температура могла достигать 30%. Это связано с расположением высотного интервала измерений вблизи области отражения нагревной волны, где быстро уменьшается коэффициент преломления и возрастает групповое запаздывание.

Еще один фактор является важным для этой проблемы. Известно, что под воздействием мощного радиоизлучения температура электронов в ионосфере возрастает. Теоретические [26] и экспериментальные [27] оценки характерного времени возрастания T_e в F -области ионосферы составляют 15 – 20 с. При значительной напряженности поля возмущающей волны $E \sim E_p$ и непрерывном режиме нагрева электронная температура может возрасти на 40% по сравнению с первоначальной. Оценки соответствующих значений T_e для условий нашего эксперимента (импульсный режим работы нагревного передатчика, наблюдения в дневные часы, когда существенно поглощение радиоволн в ионосфере) дают значения $\Delta T_e/T_e$, не превышающие 4 – 8 %. Эти величины меньше или порядка ошибок проведенных измерений.

Величину ошибки измерения $\Delta T_e/T_e$ можно уменьшить, совершенствуя методику измерений. При выборе оптимальных условий погрешность измерений может быть снижена до 10%.

Метод резонансного рассеяния обладает хорошим временным разрешением и дает возможность изучения временных вариаций ионосферных параметров [24]. Измерение вариаций T_e, T_i и ν_{im} про-

водилось в дневные часы 21.02.1985. Для определения вариаций были заданы априорно массовое число ионов $M = 24$ и средняя температура ионов $\bar{T}_i = 800^\circ\text{K}$ на всем интервале измерений. Измерения проводились в течение трех часов, близких к полудню: с 11.30 до 14.30 местного времени. Были найдены временные вариации T_e, T_i и ν_{im} на высотах $\sim 180 - 200$ км. При этом определялись минимальные изменения T_e, T_i и ν_{im} , удовлетворяющие значениям \bar{T}_i, Ω и Γ . Они показаны на рис.4. Каждая точка соответствует двухминутному интервалу измерений, в котором для усреднения выбиралось 25 – 55 реализаций и по ним определялись значения Ω и Γ . Ошибки определения параметров составляли, в среднем, около 6% для T_i , 10% – для T_e и – не более 20% для ν_{im} . Вариации параметров относительно среднего уровня превышали ошибки измерений и составляли 6 – 13% для T_i , 8 – 16% для T_e и 10 – 40% для ν_{im} . Перподоы вариаций лежали в интервале от 5 до 15 минут.

Изменения T_e, T_i и ν_{im} происходили в фазе друг с другом. Как уже отмечалось, измерения производились на уровне постоянной электронной концентрации, поэтому высотные вариации этого уровня со временем также могут вносить вклад в

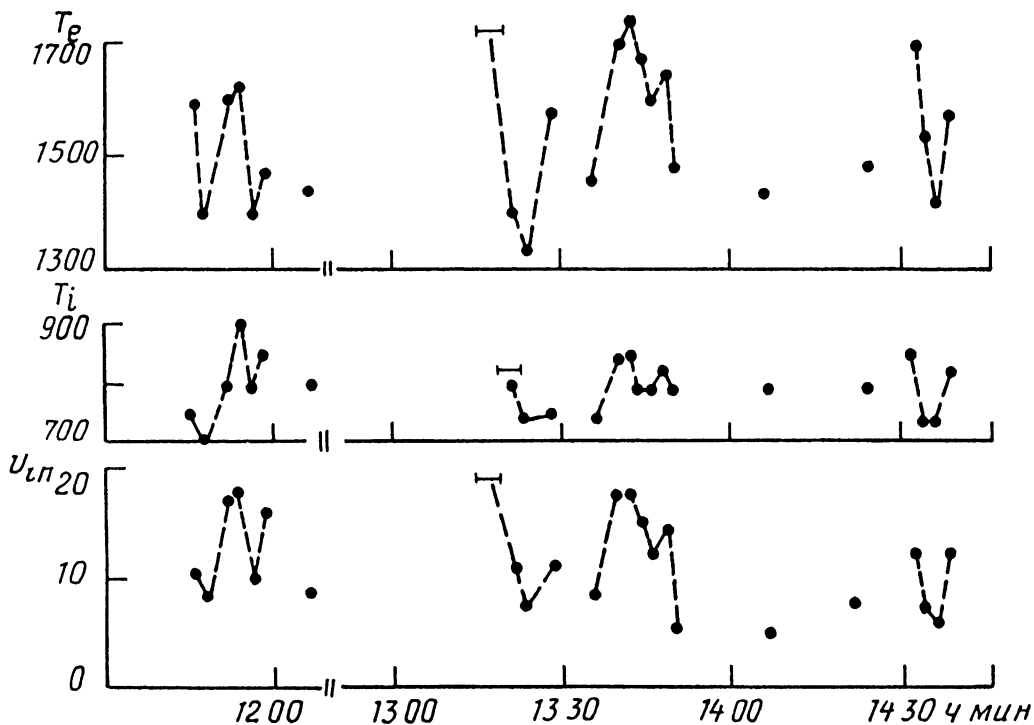


Рисунок 4. Временные вариации T_e , T_i и ν_{im} в дневные часы 21.02.1985 [24].

изменения T_e , T_i и ν_{im} . Однако изменения высоты, с которой приходили обратно рассеянные сигналы от ИПН, менялась существенно медленнее и не коррелировала с изменениями других параметров. Судя по периодам изменений, вариации температур могут быть связаны с распространением акустико-гравитационных волн.

2.3. Модификация методики определения ионосферных параметров в области отражения мощной радиоволны.

Описанная в разделах 2.1 и 2.2 методика определения параметров в F -области была в дальнейшем усовершенствована [27]. Как упоминалось выше, мы измеряем частоту и декремент затухания возбуждающихся в процессе установления ИПН ионно-звуковых волн. Измеряя Ω и Γ , мы можем определить только два физических параметра, задавая два других из модели. Возможность определения трех величин T_e, T_i и ν_{im} появляется, если в исследуемом объеме возбудить ионно-звуковые колебания двух различных масштабов, определяя для них две пары значений Ω и Γ . Физическое объяснение состоит в том, что затухание Ландау и столкновительное затухание по-разному влияют на ослабление ионно-звуковых колебаний разных масштабов.

На практике организация двухмасштабных измерений при работе греющих передатчиков на двух частотах пока не реализована. Но возможно осуществление этой идеи при наблюдениях ИПН в области отражения мощной волны. В этой области показатель преломления радиоволны $n_1 \ll 1$, следовательно, масштаб возмущения $\Lambda = \lambda_1/2 =$

$c/(2f_1n_1)$ быстро меняется с высотой. Регистрируя рассеянные сигналы с разных, но близких уровней, можно получить значения Ω и Γ для поперечных колебаний различных масштабов Λ , фактически относящихся к физически однородному объему (разнос по высоте ~ 1 км, тогда как параметры плазмы в F -области меняются с характерным масштабом в десятки километров).

Такого рода измерения были отобраны и проанализированы. На рис.5 приведен пример записи амплитуд обратно рассеянных сигналов с высот $h_d = 340, 345, 350$ и 355 км для 27.05.1986 г. 14.45 LT. Воздействие на ионосферу осуществлялось на частоте $f_1 = 5.455$ МГц волнами с необыкновенной поляризацией, продолжительность нагрева и последующей паузы были равны 1 с. На нижней панели рис.5 показан период работы нагревного передатчика. Передатчик пробных волн излучал на частоте $f_2 = 4.71$ МГц (обыкновенная компонента) импульсы длительностью 50 мкс с частотой повторения 100 Гц. На рис.5 видны характерные быстрозатухающие колебания, связанные с возбуждением ионного звука.

Точность измерений периода и времени затухания в одной реализации невелика. Поэтому, как правило производится усреднение в течение 0.5 -

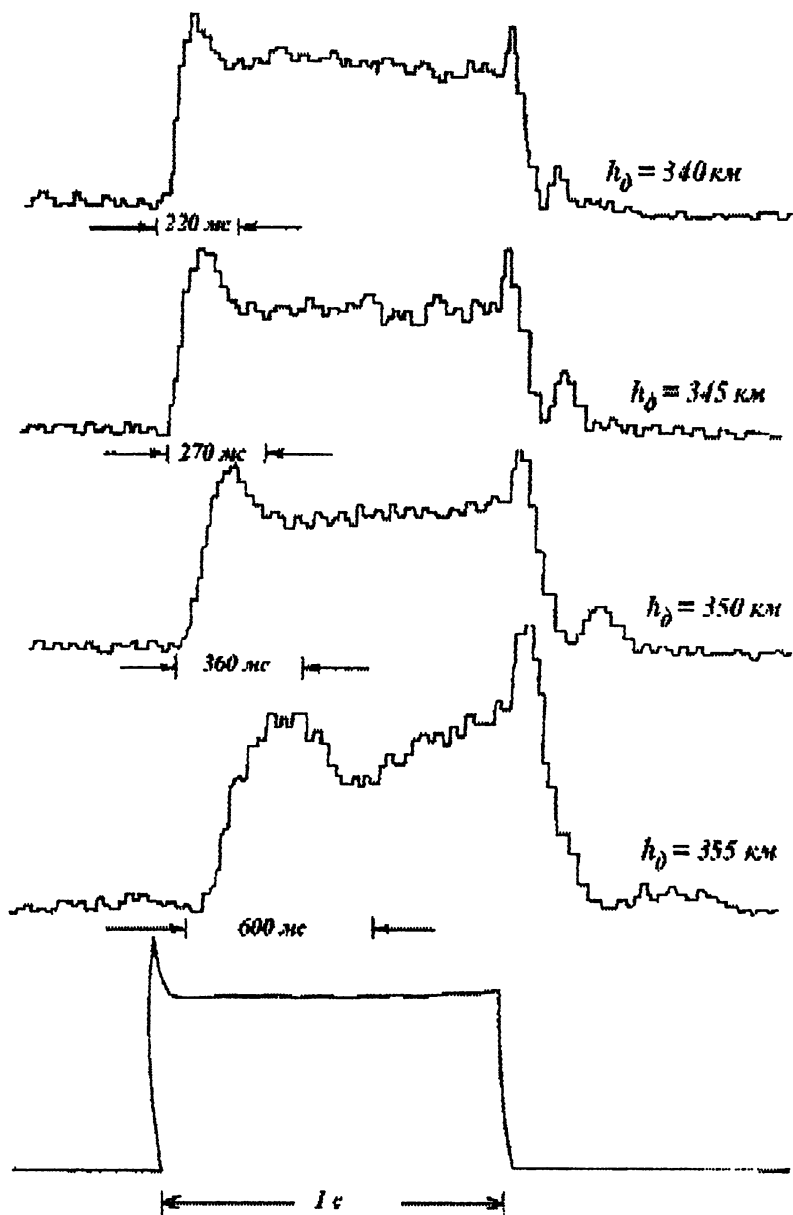


Рисунок 5. Пример записи амплитуд рассеянных сигналов с высот $h_D = 340, 345, 350$ и 355 км для 27.05.1986 г. 14.45 LT. Продолжительность нагрева и последующей паузы 1 с. Период работы нагревного передатчика показан на нижней панели рис.5.

1 мин наблюдений, то есть по 15 – 30 реализациям. В среднем, относительная ошибка измерений периода $\delta T \sim 2 - 3\%$, а $\delta \tau \sim 5 - 10\%$.

Заметим, что представленные в разделе 2.1 численные расчеты относительных частоты $x = \Omega/\omega_i$ и декремента затухания $y = \Gamma/\omega_i$ ионного звука неудобны для практического использования. В связи с этим возникла потребность аппроксимировать рассчитанные характеристики аналитическими выражениями для интересующих нас интервалов изменения параметров: $1 \leq \eta \leq 3$, $0 \leq s \leq 0.8$. Здесь $\eta = T_e/T_i$, а $s = \nu_{im}/\omega_i$. Выражение для декремента затухания ионно-звуковых волн (60) дает линейную зависимость от частоты ионно-молекулярных соударений, а коэффициенты γ и α зависят, в свою очередь от η . Обозначим $\gamma = \omega_i y_0$. Тогда y_0 можно аппроксимировать следующим образом:

$$y_0 = (h + f\eta)^{-1}, \quad (63)$$

где $h = 0.774$, $f = 0.847$. Отношение $\theta = \Omega/\Gamma = 2\pi\tau/T$ оказалось возможным представить в виде:

$$\begin{aligned} \theta &= (a_0 + b_0\eta) \exp[-s/s_0(\eta)], \\ a_0 &= 0.38; b_0 = 0.9 \text{ при } s \leq 0.2 \\ \theta &= (a_1 + b_1\eta) \exp[-s/s_1(\eta)], \\ a_1 &= 0.819; b_1 = 1.498 \text{ при } s > 0.2. \end{aligned} \quad (64)$$

Значения $s_0(\eta)$ и $s_1(\eta)$ представлены в таблице 3. (Они меняются в пределах 15 – 20%).

Таблица 3. Значения $s_0(\eta)$ и $s_1(\eta)$.

T_e/T_i	s_0	s_1	T_e/T_i	s_0	s_1
1	0.642	0.640	2.2	0.558	0.764
1.2	0.642	0.697	2.4	0.540	0.759
1.4	0.628	0.733	2.6	0.522	0.752
1.6	0.615	0.752	2.8	0.500	0.747
1.8	0.597	0.762	3	0.481	0.733
2	0.578	0.765	-	-	-

Вводя новую переменную $\xi = s/s_0 = \nu_{im}/(\omega_i s_0)$, при $s \leq 0.2$ (или $\xi = s/s_1$ при $s > 0.2$), из уравнений (60) и (63) легко получить:

$$\Gamma = \tau^{-1} = \frac{\omega_i}{h + f\eta} \left(1 + \xi \frac{\alpha s_{0,1}}{y_0} \right). \quad (65)$$

Факторы $m = y_0/(\alpha s_0)$ и $m_1 = y_0/(\alpha s_1)$ аппроксимировались также достаточно просто:

$$\begin{aligned} m_0 &= c_0 + d_0\eta, \\ c_0 &= 1.264, d_0 = -0.129 \text{ при } s \leq 0.2, \\ m_1 &= (c_1 + d_1\eta)^{-1}, \\ c_1 &= 0.49, d_1 = -0.412 \text{ при } s > 0.2. \end{aligned} \quad (66)$$

Аппроксимация проводилась методом наименьших квадратов, по данным, полученным в [20] для

x и y . Эти значения отбирались через интервалы $\Delta s = 0.02$ и $\Delta \eta = 0.2$. Точность аппроксимации составила 1 – 2%. Максимальные отклонения $\sim 4 - 6\%$ имели место при $\eta = 3$, $s = 0.8$ и при $\eta = 1$, $s = 0.4 - 0.6$.

Уравнения (64) и (65) с учетом (63) и (66) приводят к системам уравнений:

$$\begin{aligned} 2\pi\tau/T = \theta &= (a_0 + b_0\eta)e^{-\xi}, \\ (h + f\eta) &= \tau\omega_i[1 + \xi/(c_0 + d_0\eta)] \\ \text{при } s &\leq 0.2, \end{aligned} \quad (67)$$

$$\begin{aligned} 2\pi\tau/T = \theta &= (a_1 + b_1\eta)e^{-\xi}, \\ (h + f\eta) &= \tau\omega_i[1 + \xi(c_1 + d_1\eta)] \\ \text{при } s &> 0.2. \end{aligned} \quad (68)$$

При наличии результатов измерений периодов и времен затухания на близких высотах T_1, T_2, τ_1 и τ_2 из системы четырех уравнений могут быть определены параметры η, ξ и ω_i . Выпишем эту систему, например, при $s > 0.2$:

$$\begin{aligned} \theta_1 &= 2\pi\tau_1/T_1 = (a_1 + b_1\eta)e^{-\xi_1}, \\ \theta_2 &= 2\pi\tau_2/T_2 = (a_1 + b_1\eta)e^{-\xi_1 p}, \\ (h + f\eta) &= \tau_1\omega_{i1}[1 + \xi_1(c_1 + d_1\eta)], \\ p(h + f\eta) &= \tau_2\omega_{i1}[1 + \xi_1 p(c_1 + d_1\eta)]. \end{aligned} \quad (69)$$

В уравнениях (69) учтено, что

$$\xi_2/\xi_1 = \omega_{i1}/\omega_{i2} = T_2/T_1 \equiv p. \quad (70)$$

Система (69) является переопределенной. Целесообразно в качестве четвертой переменной определять отношение коэффициентов преломления p на близких высотах. В первом приближении величину p легко определять по отношению периодов $T_2/T_1 = p_0$, однако для решения системы (69) отношение p должно быть известно с более высокой точностью. Следует отметить также, что погрешность определения времени затухания τ больше, чем при определении периода T . Поэтому для той из высот, где имеется меньшее число реализаций, мы вводили ошибку измерений $\delta\tau$, чтобы система уравнений имела решение. Заметим, что $\delta\tau = p_0/p - 1$, а $\delta\theta = \delta\tau - \delta T$. С учетом ошибок измерений модифицированная система уравнений (69) выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \theta_1 &= (a_1 + b_1\eta)e^{-\xi_1}, \\ (1 + \delta\theta)\theta_2 &= (a_1 + b_1\eta)e^{-\xi_1 p}, \\ (h + f\eta) &= \tau_1\omega_{i1}[1 + \xi_1(c_1 + d_1\eta)], \\ p(h + f\eta) &= \tau_2\omega_{i1}(p_0/p + \delta\theta)[1 + \xi_1 p(c_1 + d_1\eta)]. \end{aligned} \quad (71)$$

Аналогично могут быть модифицированы уравне-

ния (68) при $s \leq 0.2$. Система уравнений (71) решается при условии минимальных $\delta\theta$, при которых это решение существует. Получив величины ξ_1, η и ω_{i1} , легко определить T_e, T_i и ν_{im} при заданном m_i .

В таблице 4 приведены полученные таким путем значения T_e, T_i и ν_{im} по измеренным величинам T_1, T_2, τ_1 и τ_2 , частоты пробных волн f_2 , а также истинные высоты z , оцененные из ионограмм. Величины m_i для соответствующих высот взяты из моделей [28]. Истинные высоты находились в интервале 180 – 200 км. Следует отметить, однако, что они известны с недостаточной точностью, поскольку ионограммы снимались с 15-, а иногда с 30-минутным интервалом.

Средние значения ионосферных параметров за 27 и 28 мая 1986 г. оказались равными $T_e = 884^\circ\text{K}$, $T_i = 813^\circ\text{K}$ и $\nu_{im} = 10.6 \text{ c}^{-1}$.

Полученные при решении уравнений погрешности δT составляли 1 – 2%, а $\delta\tau$, в среднем, — 10%. При этом "теоретическая" погрешность $\delta\tau$ составляла 5 – 10% при числе реализаций $N \sim 20$ и возрастала до 10 – 15% при $N \sim 8 - 12$. Величины δT и $\delta\tau$ согласуются с экспериментальными оценками.

Таблица 4. Значения T_e , T_i и ν_{im} для летних периодов 1983 – 1986 гг.

Дата	МВ	f_2 МГц	z км	T_1 мс	τ_1 мс	T_2 мс	τ_2 мс	T_e °K	T_i °K	ν_{im} с ⁻¹
26.07.83	08.25	4.7	180	217.6	53.4	288.2	63.9	759	746.5	6.0
	08.29	4.7	180	202	50	224	56.5	902	859	6.7
22.05.84	17.50	4.713	210	193.5	55	247	70	1175	1088	4.8
27.05.86	13.18	4.66	200	141.6	29.7	174.3	37.3	834	818	13.6
	13.32	4.66	200	145.7	36.2	171.1	46.4	695	682	8.6
	14.43	4.71	210	221	82	400	133.5	931	625	3.9
	15.28	4.7	200	193.5	54	278	79.4	722	720	4.2
28.05.86	09.18	4.684	200	162.9	28.1	171.5	34.4	1146	1078	18.0
	09.30	4.66	180	144.5	27.9	162.2	33.2	976	957	25.0

На основании расчетов был произведен анализ погрешности определения величин T_e , T_i и ν_{im} . Если ошибки измеренных значений периодов и времен затухания не превышают 2 – 3%, тогда $\delta T_e \leq 6\%$, а $\delta \nu_{im} \sim 10\%$. Если у одной из измеренных величин T и τ погрешность вдвое больше (до 6 – 7%), то $\delta T_e \sim 10\%$, а $\delta \nu_{im} \sim 15\%$; при возрастании погрешности у двух измеренных величин до 5 – 10% δT_e лежит в интервале 10 – 30%, а $\delta \nu_{im}$ может достигнуть 50%. Заметим, что погрешность определения δT_i всегда наименьшая из трех и лежит в интервале от 1 до 10%, а ошибка $\delta \nu_{im}$ — наибольшая из трех.

Полученные величины T_e , T_i и ν_{im} близки к наблюдаемым на этих высотах другими методами [26,28,29]. Этот факт, а также соответствие "теоретических" и экспериментальных ошибок δT и $\delta \tau$ свидетельствуют об адекватности примененной методики.

Следует отметить, что полученные отношения $\eta = T_e/T_i \sim 1.1$, то есть низки. Вполне возможно, что в умеренных широтах значения η ниже в летний сезон, чем в зимний. Как видно из таблицы 2, в феврале 1985 г. наши оценки давали значения $\eta \sim 2$.

Наблюдаемые в двух случаях большие значе-

ния $\nu_{im} = 13.6$ и 18 с^{-1} (27.05.86 и 28.05.86, таблица 4) могут быть связанными с распространением акустико-гравитационных волн, подобных показанным на рис. 5, тем более что и величины T_e и T_i в эти моменты тоже увеличивались.

Разработанная методика позволяет определить три важных для ионосферной плазмы F -области параметра T_e, T_i и ν_{im} . Учитывая хорошее временное разрешение, методом резонансного рассеяния от искусственных периодических неоднородностей возможно исследовать вариации этих параметров, связанные с распространением акустико-гравитационных волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г., Игнатьев Ю. А., Комраков Г. П. О рассеянии радиоволн от искусственно возмущенной F -области ионосферы // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. Вып. 10. С. 497.
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гетманцев Г. Г., Иткина М. А., Терина Г. И., Толмачева А. В. О возможности измерения электронной концентрации в ионосфере по рассеянию радиоволн на искусственных неоднород-

ностях плазмы // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. N 21. С. 1220.

3. Belikovich V. V., Benediktov E. A., Tolmacheva V. A. Measurements of electron density profiles in the ionosphere using artificial periodic inhomogeneities // Upper mesosphere and lower thermosphere / Ed. Killeen. American Geophysical Union. Washington: 1995.
4. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гончаров Н. П. Вертикальные движения в D и E -областях ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 1991. Т. 31. N 2. С. 381.
5. Бенедиктов Е. А., Беликович В. В., Гребнев Ю. П., Толмачева А. В. Определение температуры и плотности атмосферы на высотах E -слоя ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 1993. Т. 33. N 5. С. 170.
6. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А. Влияние атмосферной турбулентности на релаксацию сигналов, рассеянных искусственными периодическими неоднородностями // Геомагнетизм и аэрономия. 1995. Т. 35. N 2. С. 91.
7. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гончаров Н. П., Толмачева А. В. Диагностика

ионосферы и атмосферы на высотах области *E* при помощи искусственных периодических неоднородностей // Геомagnetизм и аэрoномия. 1995. Т. 35. N 4. С. 64.

8. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Иткина М. А., Митяков Н. А., Терина Г. И., Толмачева А. В., Шавин П. Б. Рассеяние радиоволн на периодических искусственных неоднородностях ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20. N 12. С. 1821.
9. Борисов Н. Д., Варшавский И. И. Переходные процессы в ионосферной плазме, возникающие в поле мощной стоячей радиоволны // Геомagnetизм и аэрoномия. 1979. Т. 19. N 5. С. 806.
10. Варшавский И. И. Влияние стрикционных и тепловых эффектов при возмущении плазмы мощной радиоволной // Геомagnetизм и аэрoномия. 1978. Т. 18. N 6. С. 1022.
11. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Терина Г. И. Об образовании квазипериодических неоднородностей в ионосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. N 10. С. 1418.

12. Толмачева А. В. Образование искусственных периодических неоднородностей в магнитоактивной ионосферной плазме // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. N. 3. С. 278-286.
13. Виленский И. М., Израилева Н. П., Капельзон А. А., Плоткин В. В., Фрейман М. Е. Искусственные квазипериодические неоднородности в нижней ионосфере // Тр. ин-та геол. и геофиз. Вып. 685. Новосибирск: Наука. Сиб. отд. 1987.
14. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука. 1974.
15. Гуревич А. В., Пятаевский Л. П. Письма в ЖЭТФ. 1963. Т. 45. Вып. 4 (10).
16. Гинзбург В. Л., Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука. 1967.
17. Митяков Н. А. Тезисы докладов XII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн М. Наука, 1978, Ч. 1. С.109.
18. Михайловский А. В. Теория плазменных неустойчивостей. I.- М: Атомиздат, 1975.

19. Толмачева А. В. К вопросу о затухании ионно-звуковых волн в F -области ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. N 4. С. 499-502.
20. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гольцова Ю. К., Жислин Г. М., Комраков Г. П., Толмачева А. В. Определение ионосферных параметров в F -области методом резонансного рассеяния // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. N 2. С. 131-138.
21. P. L. Bhatnagar, E. P. Gross, M. Krook. Phys. Rev., 1954, V. 94, No. 3.
22. Гершман Б. Н., Игнатъев Ю. А., Каменецкая Г. Х. Механизмы образования ионосферного спорадического слоя на различных широтах. М.: Наука. 1976.
23. Barnard A. J., Gulicia K. Can. J. Phys. 1980. V. 58. No. 4. P. 565.
24. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Толмачева А. В. Определение вариаций температуры и плотности в F -области ионосферы методом резонансного рассеяния // Труды пятого Всесоюзного совещания по исследованию ди-

намических процессов в верхней атмосфере Земли. М.: Гидрометеониздат, 1988.

25. Roble R. G., Stewart A. I., Torr M. R., Rusch D. W., Wand R. H. J. *Atm. Terr. Phys.* 1978. V. 40. No. 1 P. 21.
26. Таран В. И. Ионосферные исследования. 1979. N 27. С. 21.
27. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Толмачева А. В. Диагностика параметров ионосферной плазмы в F -области методом резонансного рассеяния на искусственных периодических неоднородностях // *Геомagnetизм и аэрономия*. 1989. Т. 29. N 2. С. 270-274.
28. Фаткуллин М. Н., Зеленова Г. И., Козлов В. К., Легенька А. Д., Соболева Т. Н. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. М.: Наука, 1981.
29. Buonosanto M. J. Comparison of incoherent scatter observation of electron density, and electron and ion temperature at Millstone Hill with the International Reference Ionosphere. // *J. atmos. terr. Phys.* 1989. V. 51. No. 5. Pp. 441-468.